



Universidad Nacional de Córdoba

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación

EMISIÓN NO TÉRMICA Y ACELERACIÓN DE PARTÍCULAS EN JETS PROTOESTELARES

TESIS DOCTORAL

Adriana R. Rodríguez Kamenetzky

Director: Dr. Carlos Carrasco-González

Co-Director: Dr. Carlos Valotto



Este trabajo está bajo una Attribution-NonCommercial-ShareAlike 4.0 International (CC BY-NC-SA 4.0).

Arte de encabezado en Índice: “*Ochogo*”, pintura al óleo (1.71x1.55 m) del artista Hugo Rodríguez, oriundo de Santiago del Estero, Argentina.

Encabezado Capítulos: Imagen tomada y procesada por la autora.

Todas las imágenes y figuras que se muestran en esta Tesis han sido creadas por la autora, a menos que se especifique lo contrario.

El formato utilizado en este manuscrito está basado en *Legrand Orange Book template*, creado por Mathias Legrand – <http://www.latextemplates.com/template/the-legrand-orange-book>.

A Manu

*Y justo allí, frente al mar
se extiende otro mar..
un horizonte más vasto aún que el primero:
la mirada del hombre.*



Índice general

Resumen	V
Introducción General	VII
1 Introducción	3
1.1 Formación Estelar	3
1.1.1 Formación de estrellas de baja masa ($M_{\star} < 8 M_{\odot}$)	4
1.1.2 Formación de estrellas de alta masa	7
1.2 Jets Astrofísicos	10
1.2.1 ¿Cómo se originan?	12
1.2.2 Zona de impacto	14
1.2.3 Jets Relativistas	16
1.2.4 Jets Protoestelares	20
1.3 Aceleración de Partículas	25
1.3.1 Astrofísica de altas energías	25
1.3.2 Mecanismos de aceleración	28
1.3.3 Mecanismos de Fermi	29

1.3.4	Aceleración de partículas en jets protoestelares	32
2	Observación en Radio-Frecuencias	35
2.1	La ventana Atmosférica en Radio	36
2.2	Naturaleza de las fuentes de radio en el universo	39
2.2.1	Emisión libre-libre (<i>Bremsstrahlung</i>)	41
2.2.2	Emisión Sincrotrón	45
2.3	Emisión en radio de jets ionizados	49
2.3.1	Radio jets no-térmicos	51
2.4	Obtención y procesamiento de datos	54
2.4.1	Detectores	54
2.4.2	Interferometría	56
2.4.3	Calibración: aspectos básicos	59
2.4.4	Imágenes	61
3	La Fuente Triple en Serpens	67
3.1	Introducción	67
3.2	Observaciones	68
3.3	Resultados	70
3.3.1	Índices Espectrales y Distribuciones Espectrales de Energía	70
3.3.2	Polarización	73
3.3.3	Movimientos Propios	76
3.3.4	Aceleración de Partículas y Emisión Sincrotrón	81
3.4	Conclusiones	87
4	El radio jet HH 80-81	89
4.1	Introducción	89
4.2	Observaciones	90

4.3	Resultados y discusión	92
4.3.1	Estructura del jet en longitudes de onda del continuo centimétrico	94
4.3.2	Naturaleza de la emisión del continuo en radio	96
4.3.3	El jet colimado	99
4.3.4	Otras fuentes en radio continuo	101
4.4	Sobre aceleración de partículas	105
4.4.1	Choque delantero (<i>bow shock</i>)	106
4.4.2	Disco de Mach (choque reverso)	107
4.4.3	Aceleración de partículas: eficiencia y energía	107
4.5	Conclusiones	110
4.6	Apéndice: Densidad de jet en un viento estelar bipolar	111
5	HH 80 y HH 81: Aceleración de partículas	115
5.1	Introducción	115
5.2	Observaciones	116
5.2.1	Radio continuo	116
5.2.2	Rayos X	119
5.2.3	Óptico	120
5.3	Resultados y discusión	120
5.3.1	Radio continuo: Morfología	120
5.3.2	Radio continuo: Distribuciones espectrales de energía	122
5.3.3	Emisión de rayos-X	124
5.3.4	Análisis multifrecuencia: óptico, radio, y rayos X	129
5.4	Conclusiones	132
6	Discusión General	135
6.1	Motivación	135
6.2	Trabajo realizado	137
6.3	Resumen de resultados	138

6.4	Conclusiones Generales	141
6.5	A futuro	142
	Agradecimientos	143

RESUMEN

Desde los primeros estudios realizados en radiofrecuencias en regiones de formación estelar, la emisión de jets de objetos estelares jóvenes (YSOs, por sus siglas en inglés) ha sido considerada exclusivamente de origen térmico. La presencia de una componente de emisión no térmica en jets protoestelares, constituye un descubrimiento reciente y, sin dudas, excepcional, que implica la existencia de partículas con velocidades relativistas en interacción con campos magnéticos. Explicar la presencia de partículas relativistas en estos sistemas, requiere la acción de un mecanismo responsable de incrementar eficientemente su energía cinética.

El principal objetivo de esta Tesis es profundizar en la investigación de este interesante tópico. Para ello se estudió la emisión continua en radio de dos YSOs con distinta masa: (1) *La fuente triple en radio continuo en Serpens* (masa intermedia), el primer YSO para el cual ha sido propuesta la presencia de emisión sincrotrón y que, morfológicamente, puede considerarse el prototipo de jet protoestelar no térmico; (2) El sistema *HH 80-81* (alta masa), uno de los jets protoestelares más potentes conocidos, y el único (hasta el momento) en que se ha detectado emisión centimétrica linealmente polarizada, confirmando el origen sincrotrónico de la radiación. En ambos casos, se realizaron estudios para caracterizar la naturaleza de la emisión en radio en distintas regiones del jet. Los resultados fueron analizados en el contexto de aceleración de partículas, explorando los posibles escenarios en que éstas podrían ser aceleradas a velocidades relativistas, de manera eficiente.

El estudio de estos objetos fue abordado en un amplio rango de longitudes de onda de radio, mediante el análisis de nuevos datos de alta sensibilidad obtenidos con interferómetro *Karl G. Jansky Very Large Array* (VLA) del *National Radio Astronomy Observatory* (NRAO), en los Estados Unidos. Con estas observaciones fue posible construir mapas de la distribución espacial de índices espectrales, α (con $S_\nu \propto \nu^\alpha$, siendo S el flujo a la frecuencia ν) para cada fuente, proporcionando así información acerca de la naturaleza de la emisión proveniente de distintas regiones del jet.

En el caso de la fuente triple en Serpens, tanto los mapas de índice espectral como las distribuciones espectrales de energía, revelaron una clara diferencia entre la naturaleza de la emisión del jet y la emisión asociada a su fuente impulsora (no térmica y térmica, respectivamente). Asimismo, se exploraron las condiciones en que sería posible acelerar partículas en las regiones de impacto del jet con el medio, hallándose que el mecanismo de aceleración en choques difusivos

(DSA) sería viable bajo el requerimiento de un jet moderadamente veloz (i.e., con velocidades mayores que 600 km s^{-1} , siendo valores típicos $\sim 100\text{-}300 \text{ km s}^{-1}$). Por otro lado, el análisis de movimientos propios realizado para los diferentes nudos del sistema, es consistente con un jet cuya velocidad sería mayor que los valores observados típicamente.

En el caso del sistema HH 80-81, se estudiaron en forma independiente su región más interna ($\sim 0.5 \text{ pc}$ desde la protoestrella), y los objetos HH 80, HH 81, y HH 80N (ubicados a una distancia de $\sim 3 \text{ pc}$ de la fuente excitadora). Las observaciones de sensibilidad sin precedentes analizadas, arrojaron interesantes resultados en la región interna: por un lado, las imágenes de gran resolución angular obtenidas permitieron resolver el jet, revelando características morfológicas que recuerdan a las observadas en jets relativistas, e.g., una región altamente colimada que termina en una estructura extendida de tipo lóbulo, con presencia de nudos de alta intensidad (*hot-spots*); asimismo, en los mapas de índice espectral se halló que además de esta estructura compleja, el jet presenta una distribución espacial de índices espectrales mixta, indicando la existencia tanto de emisión térmica como no térmica. El análisis de estos mapas en distintos intervalos de frecuencia, permitió detectar una estructura muy colimada de emisión térmica alineada en dirección a la protoestrella, y una componente extendida no térmica cuya emisión parece dominar a bajas frecuencias. Se observó que los *hot-spots* presentes en la estructura lobular, interpretados como las regiones de impacto del jet con el medio, revelan su naturaleza no térmica en las imágenes más sensitivas. Por otro lado, los cálculos realizados en base a las condiciones físicas dadas en estos choques, indican que DSA es un mecanismo viable, en consistencia con el análisis energético realizado para este sistema.

Tanto los estudios realizados en la fuente triple en Serpens como en el jet interno del sistema HH 80-81, proveen fuertes evidencias de que algunos jets protoestelares difieren claramente de la simple estructura térmica comúnmente asociada a ellos. Ambos estudios indican además, que la aceleración de partículas via DSA sería posible en el choque reverso producido en la interacción de un jet supersónico con un medio más denso que el jet (bajo ciertas condiciones). Este escenario es consistente con los resultados obtenidos al analizar los choques externos del sistema HH 80-81 (objetos HH 80, HH 81, y HH 80N) en distintos rangos espectrales (radio, óptico, Rayos X), indicando que los YSOs serían los sistemas menos energéticos conocidos capaces de acelerar partículas a velocidades relativistas.

INTRODUCCIÓN GENERAL

Sin dudas, uno de los problemas más importantes en la astrofísica moderna es la comprensión del fenómeno de *jets*. Los jets astrofísicos son flujos colimados de materia que emanan desde objetos compactos en rotación. En el universo existe una amplia variedad de sistemas comúnmente asociados a este fenómeno. Desde los más potentes, eyectados del núcleo de galaxias activas (AGN), hasta los que emergen de objetos estelares jóvenes (YSOs) de baja masa en la Galaxia, los jets se observan en escalas que cubren más de siete órdenes de magnitud, y abarcan un amplio rango de luminosidades. A pesar de la diferencia en escalas físicas y potencia, todas las clases de jets presentan fuertes similitudes morfológicas, siendo la presencia de un disco de acreción en torno a un objeto central (e.g.: agujero negro, estrella, o protoestrella) una característica común.

Es sabido que los jets desempeñan un importante rol en la evolución de los sistemas que los albergan, por lo cual su estudio es de fundamental importancia. Actualmente, aún persisten desafíos fundamentales para la comprensión de este fenómeno. ¿Cómo se aceleran y coliman los jets? ¿Cómo se comportan los campos magnéticos? ¿Por qué los jets son estables?... son algunas de las preguntas que aún esperan respuesta. Los modelos teóricos indican que los campos magnéticos desempeñarían un rol clave en la aceleración y colimación de gas barrido desde un disco de acreción; sin embargo, la existencia de un mecanismo universal capaz de explicar el origen de todos los tipos de jets, continúa siendo una incógnita.

Una importante diferencia entre los jets relativistas, cuyo material es eyectado a velocidades que se aproximan a la de la luz, y los que no lo son, radica en la naturaleza de su emisión: los jets relativistas radian principalmente via mecanismo sincrotrón en radio frecuencias (radiación no térmica), proporcionando información directa sobre las condiciones del campo magnético. Por el contrario, los jets de objetos protoestelares, cuyas velocidades típicas son $\sim 100\text{-}300 \text{ km s}^{-1}$, parecen estar dominados por la emisión de electrones térmicos, que no proporciona información alguna acerca del campo magnético.

En las últimas décadas se ha reportado la detección de emisión centimétrica con índices espectrales negativos ($\alpha < 0$, con $S_\nu \propto \nu^\alpha$, siendo S el flujo a la frecuencia ν) en algunos jets de YSOs (e.g., la fuente triple en Serpens, HH 80-81, IRAS16547-4247, W3(H₂O), L778-VLA6, y DG Tau). Este hallazgo sugiere la presencia de una componente de emisión no térmica en estos objetos, que ha sido interpretada como radiación sincrotrón de una pequeña población de

partículas relativistas. Se ha propuesto que estas partículas podrían ser aceleradas en fuertes interacciones del jet con el medio circundante: bajo ciertas condiciones, partículas inicialmente térmicas y supratérmicas, podrían incrementar su energía a valores relativistas al atravesar el frente de choque reiteradas veces (e.g., Krymskii 1977, Axford, Leer y Skadron 1977, Bell 1978a, Bell 1978b, Blandford y Ostriker 1978). Este proceso es comúnmente conocido como aceleración en choques difusivos (DSA, por sus siglas en inglés), y es frecuentemente observado en sistemas mucho más energéticos, donde las velocidades involucradas en los choques son de al menos varios miles de kilómetros por segundo. Algunos sistemas en que actúa este mecanismo son, por ejemplo, jets relativistas (e.g., Blandford, Begelman y Rees 1982), remanentes de supernova (e.g., Castro y Slane 2010, eyecciones de nova (e.g., Kantharia y col. 2014), y binarias con vientos en colisión (e.g., De Becker y Rauw 2007).

La detección de emisión no térmica en algunos jets de YSOs, abre las puertas al estudio de DSA como un posible mecanismo para acelerar partículas en jets con velocidades de tan sólo algunos cientos de kilómetros por segundo (Crusius-Watzel 1990, Araudo y col. 2007, Bosch-Ramon y col. 2010, Padovani y col. 2015, Padovani y col. 2016). La primer evidencia concluyente de la presencia de emisión sincrotrón en jets de YSOs fue reportada por Carrasco-González y colaboradores (Carrasco-González y col. 2010), quienes detectaron radiación linealmente polarizada en uno de los jet más potentes conocidos, HH 80-81. Este descubrimiento tiene importantes implicaciones: (a) los campos magnéticos pueden ser estudiados con técnicas usualmente aplicadas a jets relativistas; (b) tienen lugar fenómenos de altas energías, y por lo tanto, estos sistemas representan un nuevo campo para estudiar el mecanismo DSA en plasmas densos de baja velocidad, i.e. en un régimen que aún no ha sido explorado en profundidad. Así, este descubrimiento pone en la mira a los YSOs como los sistemas menos energéticos que serían capaces de acelerar partículas a velocidades relativistas.

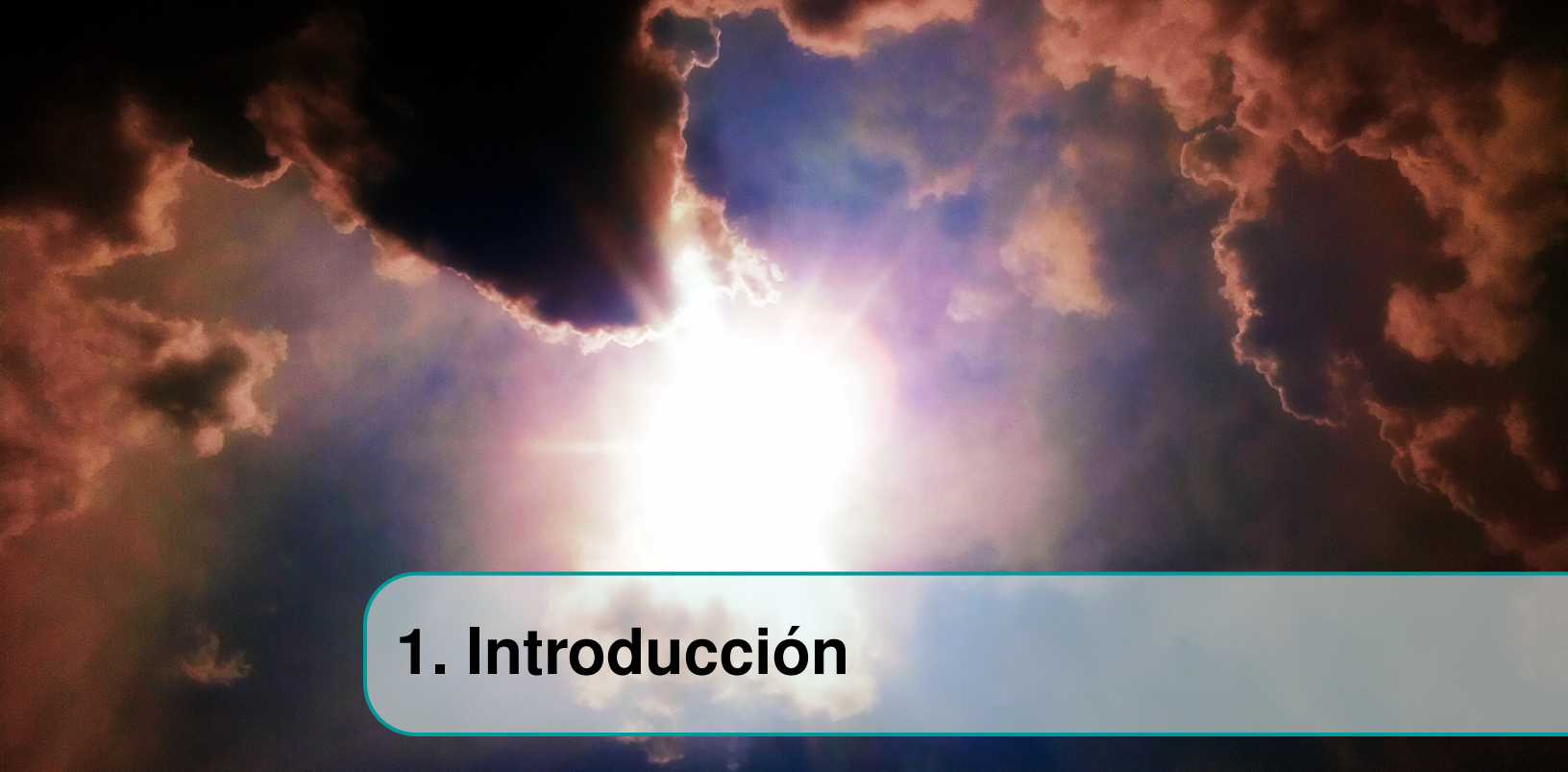
Un aspecto destacable es que los jets protoestelares con emisión sincrotrón detectable, son potencialmente excelentes candidatos para la investigación del fenómeno de jets cósmicos. Por ejemplo, estos jets permiten estudiar las condiciones físicas (densidad, temperatura, velocidad; e.g., Reipurth y Bally 2001a; Ray 2010) mediante la detección de líneas espectrales, no disponibles en otro tipo de jets. Además, mediante la detección de emisión sincrotrón sería posible estudiar la intensidad y estructura de los campos magnéticos, y una posterior comparación con modelos teóricos permitiría inferir su morfología 3-D. En este sentido, la exploración del régimen de bajas frecuencias del espectro electromagnético (donde la emisión sincrotrón es dominante y

la contaminación térmica no estaría presente) se convierte en una herramienta invaluable para profundizar en el estudio de jets cósmicos.

A fin de avanzar en esta línea de investigación, en esta Tesis se llevó a cabo el estudio de las componentes de emisión térmica y no térmica de dos YSOs: La fuente triple en radio continuo en Serpens, y el sistema HH 80-81. Para ello se analizaron datos radio-interferométricos de alta sensibilidad, cubriendo un amplio rango espectral. Estos datos representan las observaciones más profundas existentes hasta la fecha de estos objetos. En cada caso, se exploraron además las condiciones en que sería posible acelerar partículas, proponiéndose un escenario general en el cual podría actuar el mecanismo DSA. Los resultados hallados proveen evidencias robustas de que algunos jets protoestelares son mucho más complejos que lo previamente aceptado, y difieren claramente de la simple estructura térmica comúnmente asociada a ellos. Más aún, las similitudes halladas en el caso de HH 80-81 con jets relativistas, lleva a pensar en la posible existencia de un mecanismo universal responsable de la colimación y aceleración de jets en distintas escalas.

Esta Tesis consta de dos partes: en la primera parte (Capítulos 1 y 2) se desarrollan brevemente los contenidos básicos necesarios para situar en contexto la investigación llevada a cabo. En la segunda parte, se desarrolla el trabajo realizado (Capítulos 3, 4, y 5) y se enuncian las conclusiones generales (Capítulo 6). Los resultados presentados en Capítulos 3 y 4 han sido publicados en la revista internacional *The Astrophysical Journal* (Rodríguez-Kamenetzky y col. 2016 y Rodríguez-Kamenetzky y col. 2017), mientras que los resultados de Capítulo 5 se encuentran en proceso de preparación para su publicación en un próximo artículo.

Parte I



1. Introducción

A fin de introducir y familiarizar al lector con la investigación desarrollada, en este capítulo se resumen los contenidos esenciales vinculados a la fenomenología de jets en las primeras etapas de formación estelar.

1.1 Formación Estelar

Sin dudas, desde los albores de la humanidad el hombre ha sentido fascinación por el cielo. Ya desde la antigüedad, la contemplación del cielo y sus fenómenos ha despertado curiosidad y asombro -y a veces temor- entre las primeras culturas. Es así que la Astronomía constituye una de las ramas más antiguas de las Ciencias Naturales, sin embargo, el origen de las estrellas es una cuestión que ha permanecido velada a través de siglos. Las primeras ideas modernas acerca del proceso de formación estelar se remontan al siglo XVIII, cuando Immanuel Kant (1724-1804) enuncia la primera descripción exhaustiva de la formación del Sistema Solar. En su famoso libro *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels*, 1755 (Historia Natural Universal y Teoría de los Cielos), Kant expone por primera vez la *hipótesis nebular* para la formación del Sistema Solar. De acuerdo a esta teoría, el Sistema Solar se habría formado a partir del colapso de una nube de gas: al colapsar la nube, ésta comenzaría a girar y se achataría formando un disco; la región central formaría el Sol, y el material sobrante en el disco, los planetas. El modelo descrito por Kant no estaba basado en el formalismo matemático, y pasaron varios años hasta que Pierre Simon Laplace (1749-1827) formulara matemáticamente una teoría similar, en su

obra *Exposition du Système du Monde*, 1796. Sin embargo, entre los modelos de Kant y Laplace yacía una diferencia fundamental: según Laplace, al colapsar el Sol se produciría la eyección de material excedente a partir del cual se formarían los planetas, en tanto que para Kant, los planetas eran formados directamente en el remolino de gas. Más de doscientos años pasarían antes de que estas ideas pudieran ser verificadas.

Los primeros estudios sistemáticos de estrellas jóvenes y de regiones de formación estelar se llevaron a cabo mediante el uso de telescopios ópticos. Sin embargo, el nacimiento de las estrellas está asociado a regiones oscurecidas por polvo cósmico, y por lo tanto, la observación directa de este fenómeno no es posible en el rango óptico. Por este motivo, el estudio del proceso de formación estelar se vio seriamente obstaculizado durante la mayor parte del siglo XX. Afortunadamente, el avance producido desde el último cuarto de ese siglo en las técnicas de detección en el rango menos energético del espectro electromagnético (e.g. infrarrojo, sub-milimétrico, y radio ondas), permitió la expansión de la investigación astronómica. Así, fue posible comenzar a estudiar en forma directa los procesos en el interior de las densas nubes oscuras (ópticamente delgadas a esta radiación), incrementando significativamente el conocimiento acerca del origen de las estrellas.

Aunque las teorías de formación estelar modernas albergan en su esencia las primeras ideas de Kant, actualmente se sabe que la formación de estrellas representa un proceso complejo. Este proceso está asociado a estructuras tales como discos y eyecciones de material colimado (*jets*) presentes en diferentes etapas del mismo.

Ya que el tópico fundamental de esta tesis se centra en el estudio de la emisión en radio de jets protoestelares, es preciso presentar -aunque en forma sintética- el estado actual de las teorías de formación estelar, a fin de situar contextualmente los jets estudiados.

1.1.1 Formación de estrellas de baja masa ($M_{\star} < 8 M_{\odot}$)

La formación de estrellas continúa siendo uno de los tópicos más importantes y desafiantes de la astrofísica moderna. Su complejidad proviene de la amplia gama de escalas espaciales y temporales relevantes en el problema, y de la cantidad de procesos físicos involucrados.

La formación de estrellas a partir del colapso de núcleos densos en nubes moleculares, está descrita por la teoría de formación estelar establecida por Larson 1969 y Shu, Adams y Lizano 1987, actualmente considerada como una teoría clásica. En las etapas iniciales, las estrellas en formación se encuentran profundamente embebidas en la nube molecular, y no son detectables en

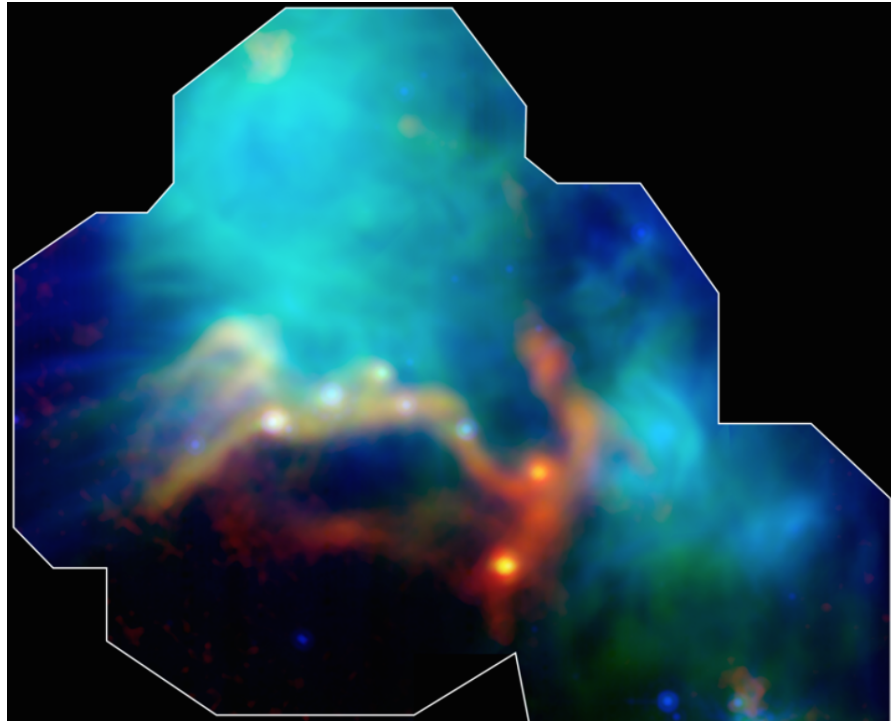


Figura 1.1: Imagen de la región Messier 78 (NGC 2068) en el complejo molecular de Orión, obtenida con el telescopio espacial Herschel y compuesta en tres colores. Se observa la presencia de varios objetos protoestelares profundamente embebidos. Las protoestrellas más jóvenes pueden identificarse como los puntos brillantes más rojos en la estructura filamentaria. Los colores corresponden a APEX 870 μm (rojo), Herschel 160 μm (verde), y Spitzer 24 μm (azul). NASA/ESA/ESO/JPL-Caltech/Max-Planck Institute for Astronomy.

el rango óptico ni en infrarrojo cercano, pudiendo sólo ser observadas en infrarrojo lejano y radio (Figura 1.1). Debido a que el material de la nube tiene cierta cantidad de momento angular, al colapsar, la conservación del momento angular produce que la protoestrella comience a girar más rápidamente. Así, el material en caída es soportado en la región ecuatorial mientras el resto cae directamente a la protoestrella. Esto resulta en la formación de un disco de gas y polvo mediante el cual continúa el proceso de acreción. Los trabajos observacionales muestran que esta etapa está acompañada por eyecciones potentes de una pequeña fracción del material acretado, en forma de jets/flujos bipolares (e.g. Bachiller, Fuente y Tafalla 1995), que comienzan a excavar en la nube. Estas eyecciones bipolares probablemente juegan un rol fundamental durante la evolución protoestelar, eliminando el exceso de momento angular producido por el material acretado, y limpiando el residuo de polvo y gas envolvente (e.g. Lada y Shu 1990). Al disiparse la envoltura protoestelar, se revela la presencia de una estrella de pre-secuencia principal (estrella del tipo

T-Tauri), rodeada primero por un disco protoplanetario y luego por un disco de escombros.

Este escenario ha sido establecido gracias a una secuencia evolutiva empírica, derivada a partir de la distribución espectral de energía (SED, por sus siglas en inglés) de estos objetos. Los trabajos de Lada 1987 y Adams, Lada y Shu 1987, introducen tres clasificaciones basadas en la pendiente de la SED en el rango de longitudes de onda entre $2.2 \mu\text{m}$ y $10\text{-}25 \mu\text{m}$ ($\alpha_{\text{IR}} \equiv d \log(\lambda F_{\lambda}) / d \log \lambda$): Clase I, Clase II, y Clase III, desde protoestrellas evolucionadas a estrellas T-Tauri clásicas y de emisión débil. Posteriormente, en base a observaciones de emisión continua sub-milimétrica del polvo, el esquema de clasificación fue extendido con la incorporación de protoestrellas de Clase 0 o núcleos pre-estelares (Andre, Ward-Thompson y Barsony 1993). Se cree que las fuentes Clase 0 se encuentran en el comienzo de la etapa principal de acreción. Las fuentes de Clase I, son interpretadas como protoestrellas más evolucionadas que ya habrían acumulado la mayor parte de la masa estelar final, pero que aún continúan el proceso de acreción de material disponible en una envoltura residual. Los YSOs de Clase II y Clase III corresponden a estrellas de pre-secuencia principal rodeadas por un disco circunestelar ópticamente grueso y delgado, respectivamente. En esta etapa, la mayor fuente de energía es la contracción gravitatoria. Las características de estas cuatro clases puede resumirse como (ver también Figura 1.2):

- **Clase 0:** Son protoestrellas muy jóvenes profundamente embebidas en la nube molecular, cuyas edades rondan apenas algunos $\sim 10^4$ años, y no presentan emisión detectable a longitudes de onda $\lambda < 10 \mu\text{m}$. Estos objetos se caracterizan por presentar alta luminosidad en el rango sub-milimétrico ($L_{\text{submm}}/L_{\text{bol}} \gg 0.5\%$, siendo L_{submm} la luminosidad radiada por el objeto a longitudes de onda mayores que $350 \mu\text{m}$, y L_{bol} la luminosidad total del mismo), y presentar una SED similar a la de un cuerpo negro de baja temperatura ($\sim T=20\text{-}30 \text{ K}$). Estas características sugieren que la emisión observada proviene de una envoltura de polvo fría que rodea a la protoestrella. Estos objetos están asociados a flujos bipolares moleculares altamente colimados y muy energéticos; además, una gran fracción de protoestrellas de Clase 0 muestran emisión continua en el rango centimétrico, y presencia de objetos Herbig-Haro, ambos asociados a choques del flujo con el medio circundante.
- **Clase I:** Son objetos profundamente embebidos, caracterizados por un índice espectral positivo $0 < \alpha_{\text{IR}} \lesssim +3$. Su SED se aparta de la correspondiente a un cuerpo negro, presentando excesos en el rango infrarrojo que sugieren la presencia de grandes cantidades de

polvo circunestelar. Con edades del orden de $\sim 10^5$ años, estos objetos representarían una etapa protoestelar relativamente evolucionada, con presencia tanto de un disco circunestelar como de una envolvente, y flujos bipolares menos colimados y energéticos que los observados en Clase 0.

- **Clase II:** Con edades del orden de $\sim 10^6$ años, estas fuentes están caracterizadas por un índice espectral $-2 \lesssim \alpha_{\text{IR}} \leq 0$. Su SED también presenta un exceso infrarrojo respecto a la emisión de cuerpo negro, pero su pendiente negativa indica que se encuentra rodeada por una cantidad de polvo considerablemente menor que las protoestrellas de Clase I. En esta instancia evolutiva, la estrella se vuelve visible en infrarrojo y óptico, y su SED puede ser modelada como una estrella de pre-secuencia principal con un disco circunestelar.
- **Clase III:** Objetos visibles en el rango óptico, caracterizados por un índice espectral $-3 < \alpha_{\text{IR}} \lesssim -2$. Su SED es similar a la de un cuerpo negro, con presencia de un ligero exceso infrarrojo, sugiriendo que la emisión observada proviene de la fotosfera de una estrella joven, con una pequeña contribución de emisión de polvo circunestelar. En esta instancia, con edades del orden de $\sim 10^7$ años, la estrella habría prácticamente cesado el proceso de acreción.

Finalmente, cuando las temperaturas centrales son lo suficientemente altas como para producir la fusión atómica del hidrógeno, se dice que ha nacido una estrella de secuencia principal. Reseñas sobre el proceso de formación estelar de baja masa pueden encontrarse en los trabajos de Lada 1999; Shu y col. 1999; Andre, Ward-Thompson y Barsony 2000.

El esquema presentado describe el colapso de un fragmento de nube molecular que da origen a la formación de una estrella individual. Sin embargo, es bien sabido que las estrellas no se forman aisladas, sino en sistemas múltiples (e.g., Duquennoy y Mayor 1991). En esta situación, podrían producirse interacciones entre los YSOs durante su proceso de formación. Estas interacciones podrían resultar en un proceso que difiera de la descripción dada para el caso individual. Por ejemplo, encuentros cercanos entre dos protoestrellas pueden producir fuertes incrementos en la tasa de acreción en una de ellas (Pfalzner, Tackenberg y Steinhausen 2008).

1.1.2 Formación de estrellas de alta masa

Actualmente, existe una abundante cantidad de estudios observacionales que soportan la teoría de formación de estrellas de baja masa y masa intermedia. Sin embargo, la formación de

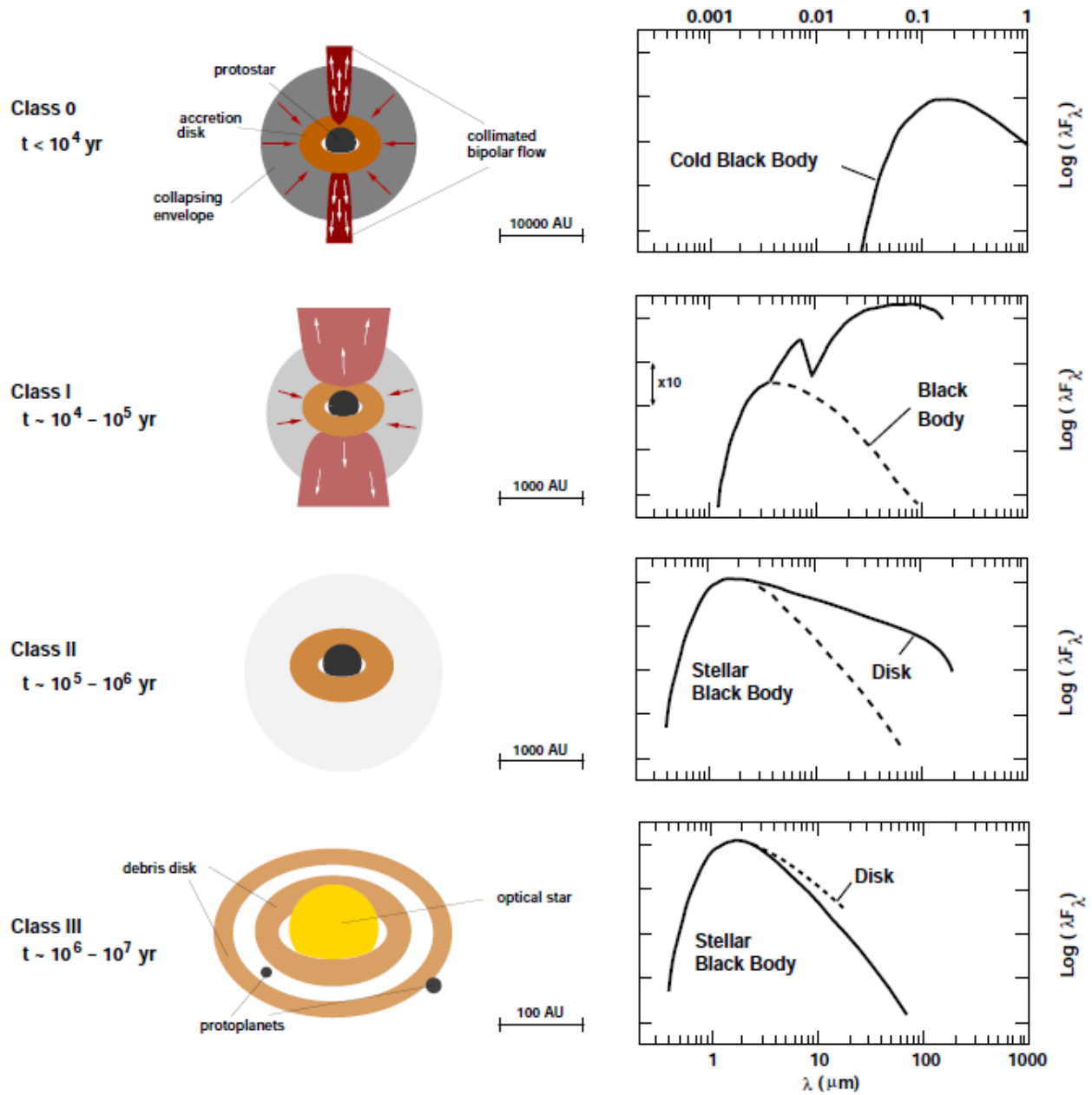


Figura 1.2: Clasificación observacional de objetos estelares jóvenes de baja masa, de acuerdo a su distribución espectral de energía. Se cree que este esquema representa una secuencia evolutiva, y usualmente es considerado como un esquema estándar de la formación individual de estrellas. Así, las protoestrellas evolucionarían desde una fase profundamente embebida en la nube madre (Clase 0) a una fase en la cual la mayor parte de la envoltente ha sido incorporada a la estrella (Clase III). Adaptado de Carrasco-González 2010.

estrellas masivas ($M \gtrsim 8 M_{\odot}$) sigue siendo una cuestión muy debatida. Desde el punto de vista observacional, existen diversos factores que dificultan el estudio de esta rama de la Astrofísica. Las estrellas de alta masa, por ejemplo, se forman en menor cantidad, más profundamente embebidas (con extinciones visuales $A_V \gtrsim 100$), y en entornos mucho más poblados y más distantes ($\gtrsim 1$ kpc) que estrellas menos masivas. Por otro lado, las estrellas de baja masa acretan la mayor parte de su masa antes de comenzar la ignición nuclear (e.g., Shu, Adams y Lizano 1987), mientras que las protoestrellas masivas alcanzan la secuencia principal durante el proceso de acreción (e.g., Yorke y Richling 2000; Yorke 2004). Esto da lugar a importantes repercusiones en el medio ambiente, tales como efectos de presión de radiación y fotoionización (Larson y Starrfield 1971), que no ocurren en el caso protoestrellas de baja masa. En esta situación, la presión producida por la radiación de la estrella aún en formación, se convierte en un obstáculo para el proceso de acreción de material. Los primeros modelos de acreción esférica sugieren que la presión de radiación resultante podría limitar la masa final de la estrella a $40 M_{\odot}$ si la tasa de acreción no es lo suficientemente alta ($\gtrsim 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) (Kahn 1974; Wolfire y Cassinelli 1987). Sin embargo, es sabido que existen estrellas mucho más masivas (e.g. con masas $\sim 100 M_{\odot}$, Martins y col. 2008) que deben acumular su masa de alguna manera.

Existen actualmente tres conceptos principales discutidos en la literatura para describir el origen de las estrellas masivas: (1) colapso monolítico y acreción del disco, (2) acreción competitiva, y (3) fusiones estelares (ver por ejemplo, Zinnecker & Yorke 2007):

1. **Colapso monolítico y acreción del disco:** Este modelo trata de adaptar el mecanismo de formación de estrellas de baja masa (colapso de un núcleo denso y posterior acreción por un disco circunestelar) para resolver el problema de la presión de radiación. En este caso, la acreción de material sería mucho más intensa y continuaría después de que la estrella haya alcanzado la secuencia principal. Algunos trabajos teóricos indican que la radiación proveniente de la protoestrella masiva podría escapar por la cavidad creada por un jet y un flujo emergente (*outflow*), sin obstaculizar el proceso de acreción a través de disco (Wolfire y Cassinelli 1987; Tan y McKee 2002; Yorke y Sonnhalter 2002). Asimismo, la reducción de la opacidad del polvo (Wolfire y Cassinelli 1987; Osorio, Lizano y D'Alessio 1999), la rotación (Nakano 1989; Yorke y Sonnhalter 2002), y elevadas tasas de acreción (10^{-4} - $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) (Edgar y Clarke 2003), podrían también superar el problema de la presión de radiación. La detección de jets altamente colimados, outflows y discos circunestelares en algunas protoestrellas masivas (e. g., Marti, Rodriguez y Reipurth 1993;

Beuther y Shepherd 2005) constituye evidencia a favor de este escenario.

2. **Acreción competitiva:** Este escenario se basa en el hecho de que las estrellas masivas se observan principalmente en cúmulos (e. g., Bonnell, Bate y Zinnecker 1998; Bonnell, Larson y Zinnecker 2007; Stahler, Palla y Ho 2000), donde son más propensas a sufrir interacciones dinámicas. Mientras que una estrella formada en aislamiento acumula el total de su masa final a partir de la nube parental, en un cúmulo, las protoestrellas “compiten” por el gas disponible en la nube. En este escenario, la masa final de la estrella depende de la región a partir de la cual puede almacenar gas (i.e., su dominio de acreción). A la vez, el tamaño del dominio de acreción depende de la masa de la protoestrella y de la distribución de estrellas cercanas. Así, una estrella masiva puede acumular y acretar más material que una estrella de baja masa, volviéndose aún más masiva. Luego, las estrellas formadas en el centro del cúmulo se vuelven más masivas que aquellas formadas en las periferias (e.g., Bonnell, Larson y Zinnecker 2007; Bonnell, Vine y Bate 2004), ya que gas que cae en el pozo de potencial del cúmulo incrementa el reservorio disponible para una estrella individual.
3. **Fusiones estelares:** En este escenario, las estrellas masivas se formarían mediante la colisión y fusión de varias estrellas de baja masa. Para ello se requieren elevadas densidades protoestelares ($>10^6\text{-}10^8\text{ pc}^{-3}$), por lo que este proceso sólo sería relevante en cúmulos estelares jóvenes muy ricos, tales como cúmulos globulares jóvenes.

1.2 Jets Astrofísicos

El descubrimiento de los jets astrofísicos se remonta cien años atrás, cuando Heber Curtis reporta por primera vez una protuberancia en la galaxia M 87, que describe como “un curioso rayo recto”:

“a curious straight ray apparently connected with the nucleus by a thin line of matter”

— H. D. Curtis, 1918.

Años más tarde, el término *jet* sería empleado por primera vez a un objeto astronómico por Baade y Minkowski Baade y Minkowski 1954 para referirse a la misma estructura (Figura 1.3):

In the center of the nebula, ..., is a straight jet, extending from the nucleus in position angle 290°.

— Baade & Minkowski, 1954.

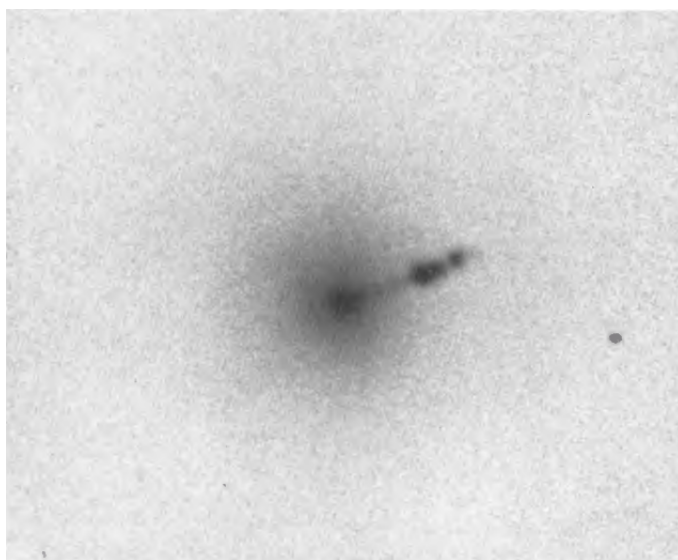


Figura 1.3: Imagen de la galaxia M87 (NGC 4486) extraída de Baade y Minkowski 1954: “Center of NGC 4486. $\lambda < 4000$; 100-inch; 1 mm=0.8''”.

Hacia finales de la década de 1980, docenas de jets extragalácticos ya habían sido ampliamente estudiados. Actualmente, es sabido que estos extensos flujos supersónicos de gas colimado están presentes en una gran variedad de sistemas astrofísicos: han sido observados por ejemplo, en muchos otros AGNs/blazars (Bridle y Perley 1984), en sistemas binarios con objetos compactos (e.g. estrellas de neutrones, agujeros negro, enanas blancas) (Mirabel y Rodríguez 1999; Fender, Belloni y Gallo 2004), en etapas de formación estelar (e.g. Konigl 1982), y serían necesarios para producir estallidos de rayos γ (GRBs) (e.g. Piran 2005). Desde los más potentes que emanan de AGNs, hasta los que emergen de objetos estelares jóvenes (YSOs) de baja masa en la Galaxia, los jets se observan en escalas que cubren más de siete órdenes de magnitud, y abarcan un amplio rango de luminosidades y tamaños. Sin embargo, a pesar de la diferencia en escalas físicas y potencia, todas las clases de jets presentan fuertes similitudes morfológicas, siendo la presencia de un disco de acreción en torno a un objeto central (e.g.: agujero negro, estrella, o protoestrella) una característica común. El origen, colimación, y aceleración de jets astrofísicos, es un tópico de investigación actual; los modelos teóricos indican que los campos magnéticos desempeñarían un

rol clave en la aceleración y colimación de gas barrido desde un disco de acreción; sin embargo, la existencia de un mecanismo universal capaz de explicar el origen de todos los tipos de jets, continúa siendo una incógnita. Una revisión sobre jets y flujos astrofísicos puede hallarse, por ejemplo, en de Gouveia Dal Pino 2005.

1.2.1 ¿Cómo se originan?

Varios mecanismos han sido propuestos en la literatura para explicar la producción de jets astrofísicos (revisiones de estos mecanismos pueden encontrarse, por ejemplo, en los trabajos de de Gouveia Dal Pino 1995, Shibata y Aoki 2003, y Livio 1998). El modelo estándar aceptado actualmente para extracción y lanzamiento de materia en diferentes sistemas, involucra la existencia de un campo magnético poloidal anclado en el disco de acreción -donde poloidal significa axial respecto al flujo del jet, a diferencia de la componente toroidal que se enrolla alrededor del jet-. Este mecanismo fue propuesto por primera vez para explicar el origen de jets asociados con agujeros negros (Blandford y Payne 1982; McKinney y Blandford 2009). Posteriormente, con el descubrimiento de flujos bipolares moleculares de CO en regiones de formación estelar (Snell, Loren y Plambeck 1980), también fue propuesto como un posible mecanismo para generar jets protoestelares (Pudritz y Norman 1983; Shu y col. 1994).

Los modelos teóricos de producción magnética de jets a partir de un disco de acreción (e.g. Figura 1.4), asumen que la aceleración inicial tiene lugar relativamente cerca del objeto central, a medida que el gas del disco es elevado y acelerado centrífugamente a lo largo de las líneas de campo magnético. De los argumentos teóricos se infiere que el flujo de material emergente sería colimado por los campos magnéticos a mayores distancias del objeto central. La idea principal de este mecanismo establece que las líneas de campo magnético ancladas al disco de acreción, serían enrolladas por rotación dando lugar a una configuración helicoidal, responsable de producir la presión magnética necesaria para colimar el jet via tensión de “hoop” (Livio 1997; Pudritz y col. 2007).

Aunque las técnicas de observación actuales no permiten resolver angularmente las regiones más internas de los discos, donde se produciría el lanzamiento del jet, los modelos teóricos de jets protoestelares son capaces de explicar algunas propiedades observacionales generales, como la correlación entre las tasas de acreción y eyección de material (Ferreira 1997). A pesar de que algunos procesos en jets de AGNs o binarias de rayos-X difieren de procesos en jets protoestelares -en particular los responsables de producir la radiación observada-, la física involucrada en el

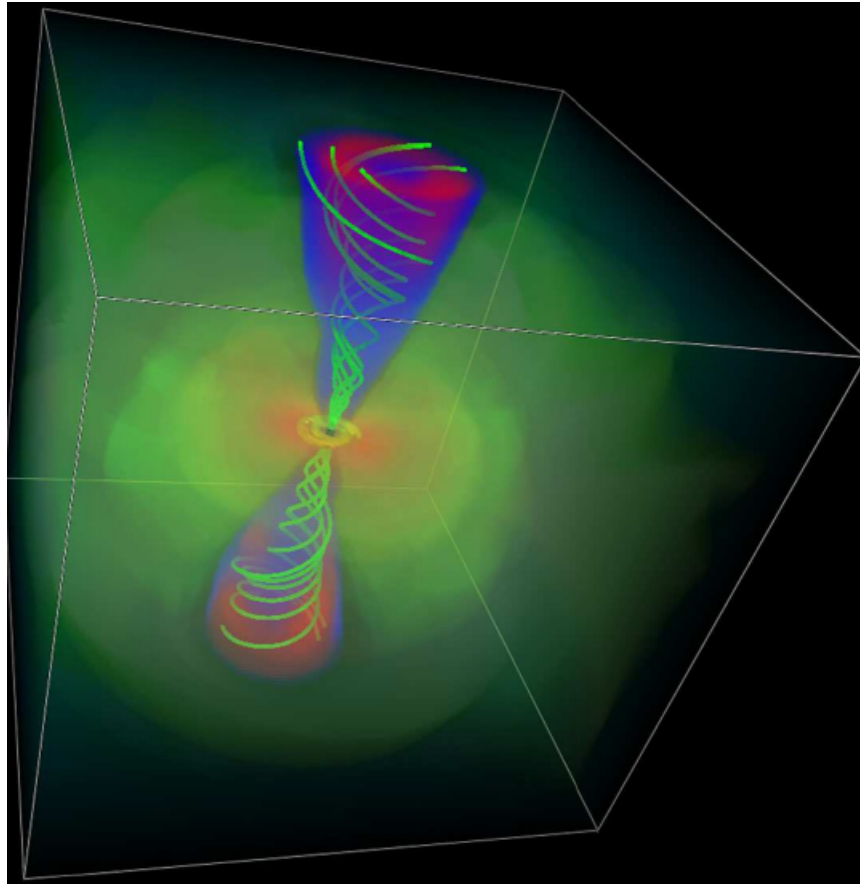


Figura 1.4: Figura extraída de McKinney y Blandford 2009. Se muestra el viento del disco y el jet relativista generado por un agujero negro rotante y un disco de acreción turbulento magnetizado.

modelo de aceleración magnética es en gran medida independiente de ellos. Así, los progresos alcanzados por el desarrollo de un modelo para explicar observaciones en un área, podrían producir un impacto en la interpretación de flujos emergentes en otros sistemas.

Pero, ¿son los discos imprescindibles para la formación de jets? Dar una respuesta completa a esta pregunta no es una cuestión trivial. Para ello debería probarse que los discos son capaces de producir jets en todas las clases de sistemas en que se observan, y que los jets no pueden ser producidos por otro mecanismo.

Desde el punto de vista observacional, en casi todos los sistemas que producen jets se han detectado evidencias de la presencia de un disco de acreción en torno a un objeto central. Sin embargo, un estudio reciente basado en experimentos de laboratorio a escalas representativas de flujos de YSOs (Albertazzi y col. 2014), propone un mecanismo alternativo para la producción

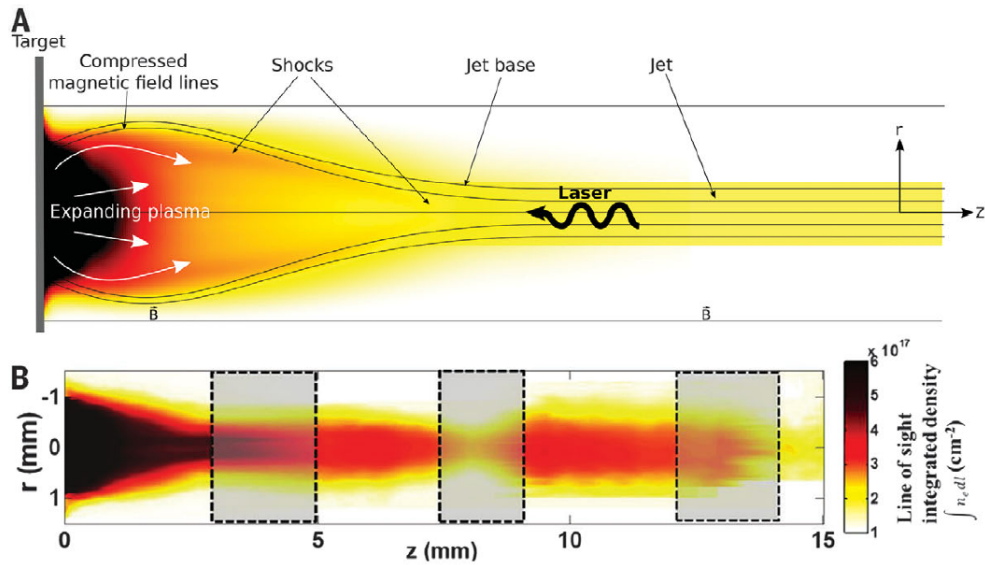


Figura 1.5: Demostración en laboratorio de la formación de un jet en presencia de un campo magnético axial. (A) Esquema del experimento y del mecanismo de formación del jet. (B) Densidad integrada del plasma medida 20 ns después de la irradiación láser (desde la derecha) de un objetivo plástico (CH) (izquierda), inmerso en un campo magnético de 0.2 mG orientado en la dirección z. Figura extraída de Albertazzi y col. 2014.

de jets protoestelares. Los resultados experimentales revelan la posibilidad de producir un jet extremadamente colimado a partir de un flujo de plasma esférico en expansión, con la sola presencia de un campo magnético axial (Figura 1.5). Así, los autores de este trabajo proponen un escenario simple y plausible para la colimación de un jet más allá de la fase de lanzamiento (Frank y col. 2014; Blandford y Payne 1982), en acuerdo con observaciones astrofísicas de los últimos años (Hartigan y col. 2007; Güdel y col. 2008; Schneider, Günther y Schmitt 2011). Estos resultados son consistentes además, con observaciones recientes de la protoestrella masiva W75N(B)-VLA 2, que revelan la evolución de un flujo inicialmente casi esférico en un flujo elongado en la misma dirección del campo magnético observado en la región (Carrasco-González y col. 2015) (ver Figura 1.6). En Figura 1.7 se muestra una representación artística de estos resultados.

1.2.2 Zona de impacto

Al propagarse en un medio gaseoso estacionario, un jet supersónico desarrolla un patrón de choque doble en la región de terminación del mismo, donde se produce el impacto con el medio. Esta región se denomina “superficie de trabajo” o “cabeza” del jet. Allí, el material del medio

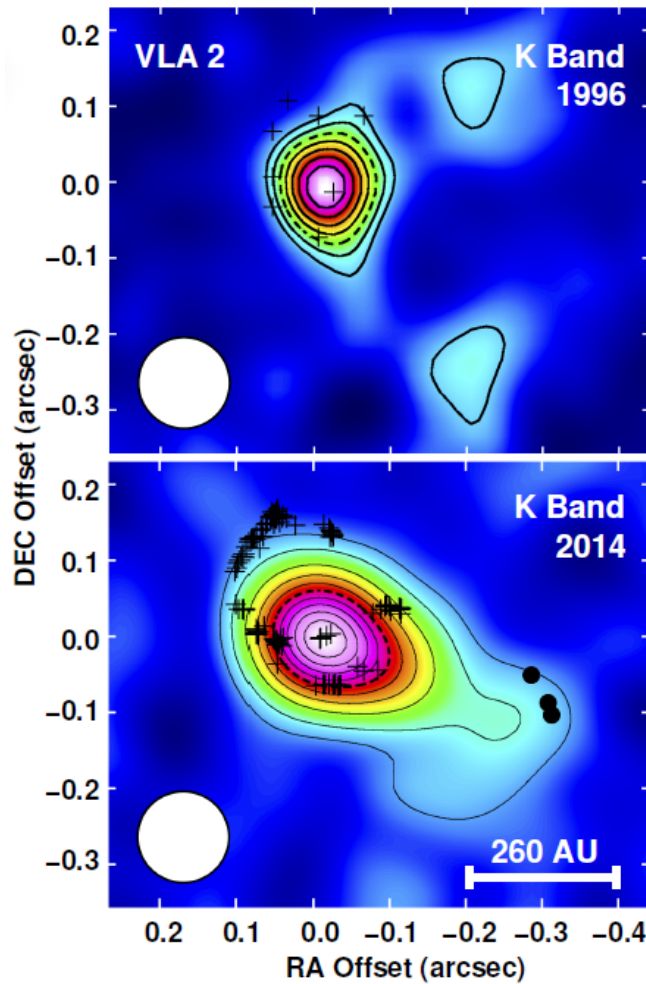
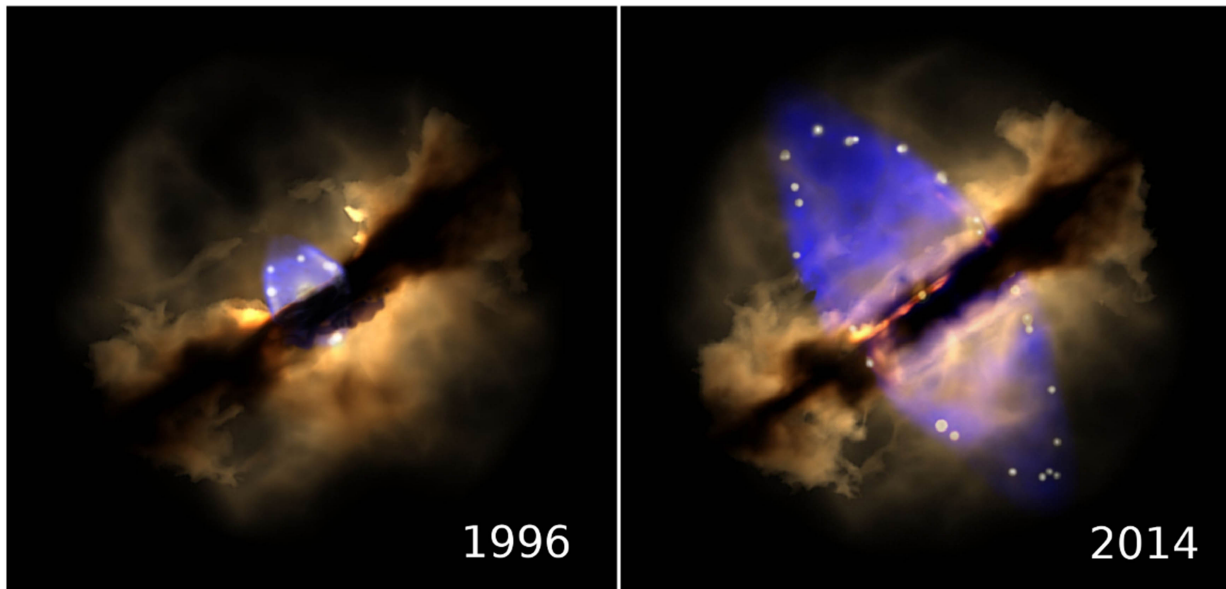


Figura 1.6: Comparación de la emisión continua en banda K de la fuente VLA 2 en las épocas 1996 (panel superior) y 2014 (panel inferior). Los contornos representan niveles de intensidad. La posición de los máseres de agua se indica con signos (+), mientras que los máseres de metanol están representados por los puntos negros. Puede verse que el FWHM de la emisión continua en radio evoluciona de una fuente compacta a una fuente alargada en dirección noreste-sureste. Figura extraída de Carrasco-González y col. 2015.

impactado por el jet, es acelerado por un choque frontal en forma de arco (bow shock), en tanto que el material del jet es frenado en un choque conocido como “disco de Mach”, “choque del jet”, o “choque reverso”. La velocidad a la que avanza el bow shock puede ser estimada al igualar el flujo de momento de material del jet en la superficie de trabajo con el flujo de momento generado por el medio ambiente en el bow shock, (ver por ejemplo de Gouveia dal Pino y Benz 1993). Para un jet de baja densidad ($n_j \ll n_a$, siendo n_j y n_a la densidad del jet y del medio ambiente, respectivamente), como es generalmente el caso de los jets de AGNs, la velocidad del bow



Imágenes de la simulación en 3D de la evolución del flujo de gas ionizado en W75N(B)-VLA 2. Créditos: Wolfgang Steffen, Instituto de Astronomía, UNAM.

Figura 1.7: Representación artística de la fuente W75N(B)-VLA 2, basada en los resultados de Carrasco-González y col. 2015. Un flujo inicialmente pobremente colimado, al cabo de 18 años evoluciona en una estructura colimada en la dirección del campo magnético a gran escala en la región.

shock es mucho menor que la velocidad del jet, por lo que el material del jet es constantemente desacelerado en el choque del jet. Así, el gas chocado a alta presión impulsa un flujo de material que se desplaza hacia atrás, en torno al jet, formando un capullo (*cocoon*) de material residual calentado en el choque. Por otro lado, para un jet denso -como es generalmente el caso de jets protoestelares-, el bow shock se desplaza en el medio con una velocidad comparable a la del jet, sin producir demasiada acumulación de material residual en la región del *cocoon*. El material del medio ambiente calentado por el choque forma en este caso una cubierta que rodea la estructura haz/cocoon. En Figura 1.8 se muestran los componentes básicos de la zona de impacto de un jet supersónico con el medio ambiente.

1.2.3 Jets Relativistas

El fenómeno de jets parece ser común en sistemas donde tiene lugar un proceso de acreción de material hacia un objeto central. Cuando la velocidad del plasma eyectado es cercana a la velocidad de la luz, los efectos relativistas desempeñan un importante rol en los procesos físicos involucrados, y se dice que estos jets son relativistas. Esto ocurre en los casos en que el material

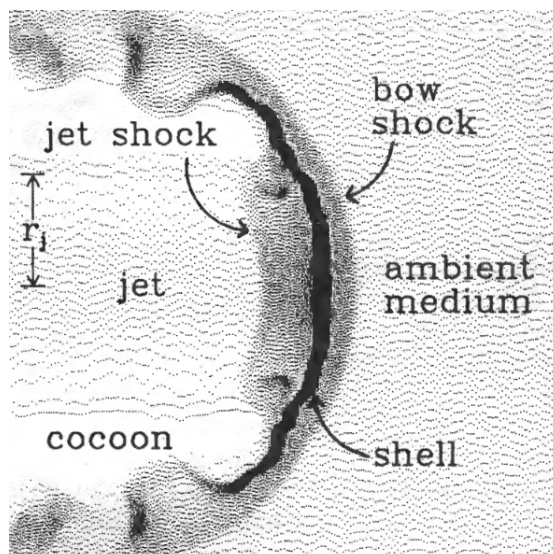


Figura 1.8: Características estructurales básicas de un jet: el haz, la superficie de trabajo (con el choque frontal y el choque reverso), la estructura en forma de capullo (*cocoon*), y el medio circundante. Imagen tomada de Blondin, Konigl y Fryxell 1989.

es acretado por objetos compactos, como estrellas de neutrones o agujeros negros -ambos en sistemas Galácticos-, y en sistemas extragalácticos (núcleos activos de galaxias [AGNs], estallidos de rayos-gamma [GRBs], y recientemente eventos de disrupción tidal [TDEs]). En figura 1.9 puede apreciarse el jet que emana de la famosa galaxia Hércules A (3C 348): en el centro de la imagen se observa en luz visible una galaxia de apariencia elíptica relativamente normal, mientras que en radio frecuencias se detecta la emisión de un jet que se extiende alrededor de un millón de años luz.

En contraste con los jets protoestelares, la principal dificultad que se enfrenta al tratar de comprender la naturaleza de jet relativistas (tanto de AGNs como los que emanan de agujeros negros galácticos), es la ausencia de líneas en su espectro de radiación. Estos jets se encuentran ionizados y su emisión es típicamente continua y no térmica, producida por mecanismos sincrotrón y Compton inverso¹. Esta emisión generalmente cubre un amplio rango de frecuencias, desde

¹Una partícula cargada relativista en presencia de un campo magnético sigue una trayectoria espiral en torno a las líneas de campo, produciendo radiación sincrotrón linealmente polarizada en longitudes de onda de metros y centímetros (ondas de radio). Ya que los electrones son mucho más ligeros y por lo tanto se mueven más rápido que, por ejemplo, los protones, éstos son los principales responsables de la mayor parte de la radiación sincrotrón observada. La radiación por mecanismo Compton inverso es producida (generalmente en longitudes de onda de rayos-X) por fotones del medio ambiente que son dispersados por electrones relativistas a frecuencias mayores.

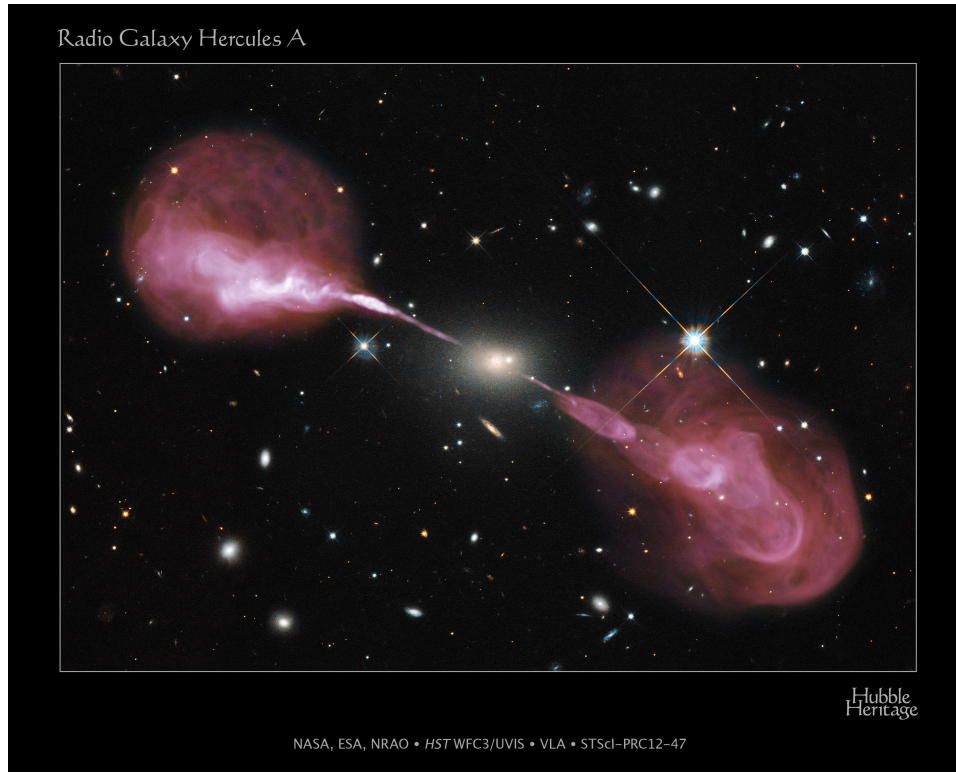


Figura 1.9: Imagen de luz visible obtenida por el Telescopio Espacial Hubble superpuesta con una imagen de radio tomada con el radio interferómetro JVL.

radio hasta rayos-X (y rayos-gamma en algunos casos). Por lo tanto, en estos casos no es posible estimar el cociente de densidades entre el jet y el medio en forma directa mediante observaciones. Para ello es preciso interpretar datos en base a estudios estadísticos y asumir ciertos modelos. Por otro lado, la radiación sincrotrón pone en evidencia la presencia de partículas cargadas que se desplazan a velocidades relativistas en presencia de campos magnéticos. Ya que el tiempo de enfriamiento de los electrones responsables de producir la radiación sincrotrón es mucho menor que las escalas temporales dinámicas, se infiere que las partículas deben ser aceleradas a energías relativistas in-situ a lo largo del jet y en los lóbulos. Posibles mecanismos de aceleración incluyen aceleración en choques difusivos (DSA, ver, e.g., Summerlin y Baring 2012) o, en particular para jets con alta magnetización, reconexión magnética rápida en presencia de turbulencias (e.g., Lazarian y col. 2015).

Varios jets de AGNs presentan una serie de nudos brillantes (knots) en las cercanías de la

Ambos mecanismos son de naturaleza no térmica, ya que no existe ningún vínculo entre la emisión que producen y la temperatura del objeto radiante. Por lo tanto, su espectro de radiación no puede ser descrito por un Cuerpo Negro.

fuerza impulsora, a escala de parsecs, que viajan desde el núcleo con movimientos aparentemente superlumínicos (i.e., a velocidad aparentemente mayor que la velocidad de la luz). Este efecto es interpretado como consecuencia de movimientos relativistas en un jet que se propaga con velocidades del orden de $\sim 99\%$ de la velocidad de la luz, formando un pequeño ángulo con la línea de la visual. El mismo fenómeno ha sido detectado en microcuasares galácticos (jets relativistas de agujeros negros de masa estelar en estrellas binarias que emiten rayos-X/ γ , y que exhiben radio jets prominentes). Las velocidades inferidas del jet -cercanas a la velocidad de la luz-, sugieren que éstos se formarían dentro de unos cuantos radios gravitacionales del horizonte de eventos del agujero negro.

A pesar de la gran diferencia de escalas entre jets de microcuasares y AGNs, ambas clases presentan similitudes en sus propiedades físicas. Sin embargo, ya que los microcuasares evolucionan en escalas temporales mucho menores, ofrecen una perspectiva única en la cual es posible estudiar una variedad de comportamientos en un sólo objeto. Esto abre una nueva ventana para estudio de la física involucrada en el fenómeno de jets, como el acoplamiento entre las propiedades dinámicas globales y procesos de la micro-física como aceleración de partículas y radiación. Una revisión de propiedades observacionales de microcuasares puede encontrarse en Mirabel y Rodríguez 1999.

En el caso de jets en AGNs, las velocidades supersónicas pueden inferirse claramente a escalas de kilo-parsecs debido a la presencia de choques resueltos angularmente en dirección transversal a la propagación del jet. En estos choques, el comportamiento de los vectores de polarización de la radiación sincrotrón proporciona importante información acerca de los campos magnéticos. Mapas detallados de polarización obtenidos en óptico y radio, por ejemplo en el caso de M 87 (el AGN más próximo) (Perlman y col. 1999), muestran que el campo magnético es principalmente paralelo al eje del jet, pero se vuelve predominantemente perpendicular en knots, indicando la compresión de líneas de campo en el frente de choque. También es posible detectar emisión polarizada en los radio lóbulos y puntos de alta intensidad (hot spots) presentes en algunos jets en las regiones de impacto con el medio intergaláctico. En este caso, el campo magnético es orientado a lo largo de los bordes de los lóbulos, i.e., perpendicular al eje del jet, indicando también compresión por el choque.

Una revisión completa sobre jets relativistas en núcleos de galaxias activas y microcuasares puede consultarse en Romero y col. 2017.

1.2.4 Jets Protoestelares

Los jets protoestelares están asociados a las etapas de mayor acreción en el proceso de formación estelar (protoestrellas Clase 0 y I, Sección 1.1). La manifestación más clara de estas eyecciones de materia son los objetos Herbig-Haro (HHs) -observados en escalas de pc- y los flujos moleculares bipolares. Los jets protoestelares, en su mayoría, presentan cadenas de nudos brillantes (*knots*) que emanan de la fuente central. Estos nudos fueron primeramente observados por Herbig 1951 y Haro 1952 como nebulosidades ópticas asociadas a regiones de formación estelar, y actualmente se los conoce como objetos HH (ver Figura 1.10).

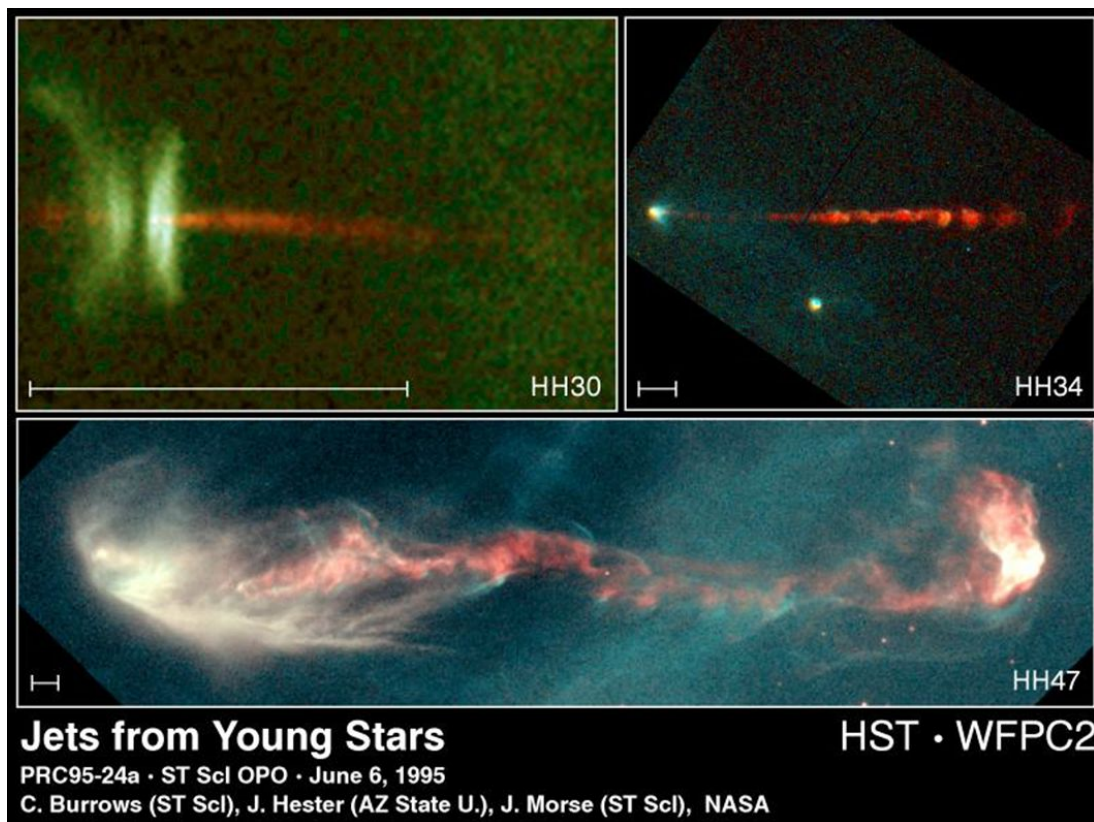


Figura 1.10: Imágenes de tres jets protoestelares tomadas con el Telescopio Espacial Hubble. Estas imágenes muestran claramente un jet que emerge de una fuente embebida rodeada por un disco de gas y polvo (jet HH 30), la presencia de una cadena de nudos brillantes (jet HH 34), y los choques terminales con estructura de arco (jet HH 47). En cada caso, la línea blanca representa una escala de 1000 unidades astronómicas. Imagen extraída del sitio web www.spacetelescope.org.

Actualmente, es ampliamente aceptado que los objetos HH se originan por el impacto de jets altamente colimados -eyectados por la protoestrella- con el material circundante, produciendo

así fuertes ondas de choque que calientan e ionizan el gas (e.g., Reipurth y Bally 2001b). Los nudos alineados frecuentemente observados en YSO jets, serían producidos por variaciones supersónicas en la velocidad de eyección del material, dando origen a una cadena de choques radiativos regularmente espaciados. Estos nudos se expanden y desvanecen a medida que se propagan por el medio hasta eventualmente desaparecer. Este mecanismo favorece la formación de *knots* cerca de la protoestrella, en tanto que los múltiples choques con morfología de *bow shock* observados en algunos jets (e.g., HH34 y HH 111 jets), trazan choques del jet con el medio ambiente, y serían producidos por períodos de variabilidad más largos. Mayor información puede consultarse en, e.g., Raga y col. 1990; Raga y Kofman 1992; Stone y Norman 1993; de Gouveia dal Pino y Benz 1994; Raga y Cantó 1998; de Gouveia Dal Pino y Lazarian 2001). La variabilidad en la velocidad de eyección de material, es aún un tema de debate, sin embargo, podría estar asociada a inestabilidades térmicas en el disco de acreción, o eventos de reconexión magnética en los bordes internos del disco (e.g., de Gouveia Dal Pino y Cerqueira 2004).

Los objetos HH son observados en líneas moleculares de alto potencial de excitación de hidrógeno molecular (e.g., Eislöffel 2000), líneas prohibidas en el óptico (e.g., Anglada y col. 2007), líneas de emisión de Balmer (e.g., López y col. 2009), y en emisión continua en radio (e.g., Pravdo y col. 1985; Torrelles 1991; Martí, Rodríguez y Reipurth 1993). Estudios cinemáticos revelan que estos objetos se alejan de la protoestrella central con velocidades del orden de $\sim 100\text{-}200 \text{ km s}^{-1}$. Las líneas espectrales proporcionan información acerca de las condiciones locales de temperatura y densidad, y sobre la velocidad a la que se mueve el material. Las regiones terminales del jet suelen presentar abundancia de líneas de alto potencial de ionización y excitación, mientras que el interior del jet presenta por lo general un espectro de excitación muy bajo. Esto indica que las temperaturas de los jets protoestelares no son mucho mayores que $\approx 1\text{-}2 \times 10^4 \text{ K}$. La velocidad del jet puede estimarse a partir del desplazamiento Doppler de las líneas de emisión y del movimiento propio de los *knots*.

Por otro lado, la primera evidencia de la existencia de flujos moleculares en regiones de formación estelar, fue reportada en la década de 1970 mediante la emisión milimétrica de líneas de CO, producida como consecuencia de gas molecular de altas velocidades (10 km/s) (Kwan y Scoville 1976). Esta emisión fue pronto detectada en otros objetos, revelando una estructura bipolar del material emergente (Snell, Loren y Plambeck 1980; Rodríguez, Ho y Moran 1980). Una interpretación ampliamente aceptada para el origen de estos flujos, sugiere que serían formados como resultado de la interacción del jet con el gas molecular del medio ambiente (Raga

y col. 1993): a medida que el jet penetra en la nube molecular, el gas molecular es calentado y arrastrado hacia regiones más externas. Actualmente es sabido que los flujos moleculares bipolares son comúnmente observados en torno a estrellas en formación, siendo más potentes y colimados en el caso de las protoestrellas más jóvenes (Bontemps y col. 1996; Gueth y Guilloteau 1999; Wu y col. 2004). Esto indica que si bien están presentes en gran parte de la fase protoestelar embebida, la actividad de estos flujos decae en el tiempo. La emisión de líneas de alta velocidad relacionada a estos flujos también fue observada en transiciones rotacionales de otras moléculas, tales como SiO, SO, HCN (Kwan y Scoville 1976).

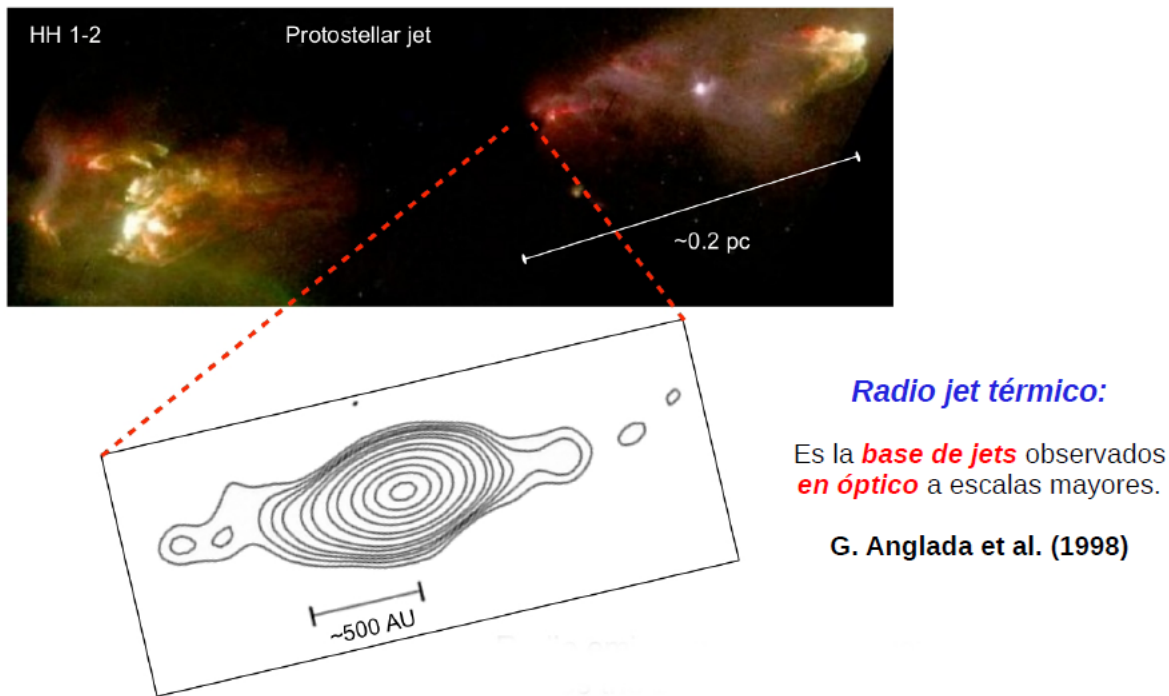


Figura 1.11: Se muestra la imagen óptica tomada con el Telescopio Espacial Hubble de los objetos HH 1 y HH 2, impulsados por la fuente VLA 1. La imagen de contornos corresponde al radio jet térmico profundamente inmerso en la nube molecular, detectado a 6 cm, que traza la base del jet observado a escalas mayores (imagen extraída de Rodríguez y col. 2000).

Los YSOs están generalmente inmersos en nubes moleculares densas, por lo cual, las regiones más cercanas a la protoestrella se encuentran altamente extinguidas debido a la presencia de polvo circunestelar. Por este motivo, la base de los jet protoestelares (< 100 au de la protoestrella) difícilmente puede observarse en longitudes de onda del óptico o incluso infrarrojo. Sin embargo, el material ionizado en esta región produce emisión libre-libre detectada frecuentemente en el

rango centimétrico del espectro (Figura 1.11) (ver Sección 2.3).

En contraste con jets relativistas, el material de los jets protoestelares se mueve con velocidades entre 200 y 1000 km s⁻¹ (Marti, Rodríguez y Reipurth 1995; Pech y col. 2010), por lo que en general no se espera la presencia de partículas relativistas en esos sistemas de baja energía. En efecto, la emisión de estos jets está usualmente dominada por radiación originada por el movimiento térmico de electrones (emisión libre-libre). Esta emisión no se encuentra polarizada y se caracteriza por presentar un índice espectral positivo (ver Sección 2.2.1). El hecho de que los choques en jets de AGNs produzcan emisión no térmica y los jets protoestelares produzcan emisión térmica, se debe principalmente a que existe una gran diferencia (de 6 a 8 órdenes de magnitud) en la relación densidad jet/ambiente. Los jets en YSOs se propagan en el medio de alta densidad de las nubes moleculares. En estas condiciones los choques calientan el material del medio, que a su vez, sufre pérdidas radiativas eficientes. Por otro lado, los jets extragalácticos se propagan en un medio tenue (e.g., intergaláctico o intracúmulo) y los choques pueden considerarse adiabáticos en buena aproximación. En este caso, los choques pueden acelerar partículas via mecanismo de Fermi I (ver Sección 1.3.3), y en consecuencia producir emisión sincrotrón al interactuar con los campos magnéticos.

Curiosamente, en las últimas décadas se ha reportado la presencia de emisión en radio con índices espectrales negativos (en YSOs de baja y alta masa), lo que sugiere la presencia de una componente de emisión sincrotrón (no térmica) producida por una población de electrones relativistas. Para confirmar la presencia de emisión sincrotrón en jets protoestelares, es preciso detectar una señal clara de emisión polarizada en longitudes de onda de radio. Esto se debe a que la radiación sincrotrón se encuentra intrínsecamente linealmente polarizada. Sin embargo, detectar polarización lineal en radio requiere de observaciones muy sensitivas, ya que la emisión polarizada es sólo una fracción de la emisión continua, y los jets protoestelares son por lo general muy débiles.

La primera (y aún la única) prueba concluyente de la presencia de emisión sincrotrón en el jet de un YSO fue reportada por Carrasco-González y col. 2010 (Figura 1.12). Una de las importantes implicaciones de esta detección, es que confirma la existencia de electrones relativistas en este tipo de objetos, y por lo tanto, implica necesariamente la acción de un mecanismo de aceleración de partículas. Esto convierte a los jets de YSOs con emisión sincrotrón detectable en excelentes laboratorios para el estudio del fenómeno de jets astrofísicos. Por ejemplo, los jets de YSOs producen líneas de emisión térmica que proveen información directa e independiente de las

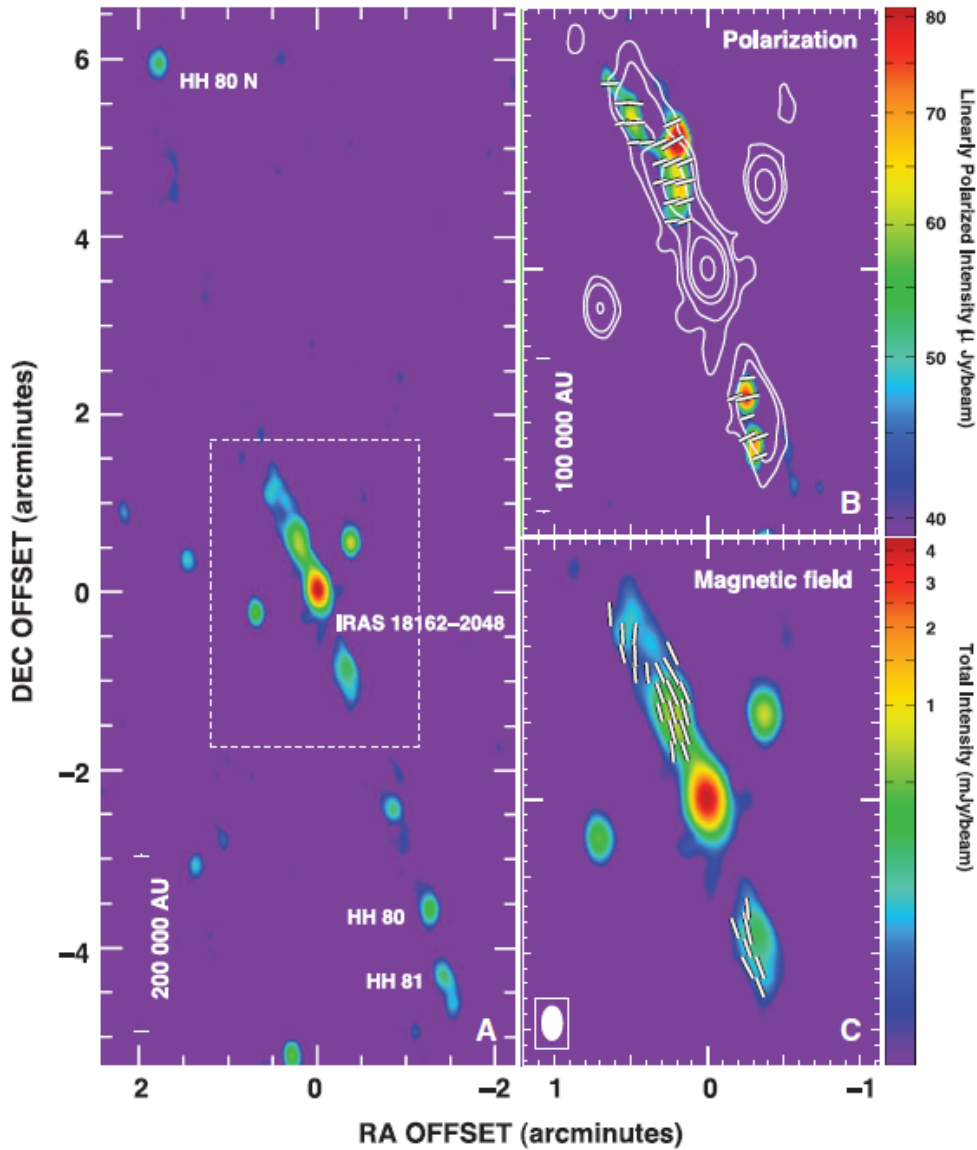


Figura 1.12: Imagen de la región del jet HH 80-81 a 6 cm, extraída de Carrasco-González y col. 2010. (A) Se muestra la intensidad total continua del jet en toda su extensión. La fuente brillante identificada como IRAS 18162-2048 está asociada a la protoestrella central. El rectángulo indica la región central del jet, cuya ampliación se muestra en paneles (B) y (C). El panel (B) muestra una imagen de intensidad linealmente polarizada continua (escala de color). Las barras blancas indican la dirección de polarización. La intensidad total continua se muestra en contornos, siendo los distintos niveles 40, 100, 400, 850, y 3300 mJy beam⁻¹. (C) Se superpone la dirección del campo magnético aparente (barras blancas) con la intensidad continua total (escala de color). El tamaño del haz en el extremo inferior izquierdo muestra la resolución de las imágenes (13'' × 8'', con ángulo de posición de 2°).

condiciones físicas en los choques (densidad, temperatura, velocidad; e.g., Reipurth y Bally 2001a; Ray 2010), y que no se encuentran disponibles en otros casos. Además, a partir de la distribución espectral de energía en el rango centimétrico, es posible estimar la intensidad del campo magnético mediante argumentos de equipartición de energía, y energía mínima (Pacholczyk 1970; Beck y Krause 2005). Asimismo, el detectar emisión linealmente polarizada permitiría conocer la morfología del campo magnético a partir de propiedades como el ángulo de polarización, grado de polarización, y rotación de Faraday; una posterior comparación con modelos teóricos permitiría inferir la morfología 3D del campo magnético. En este sentido, la exploración del régimen de bajas frecuencias del espectro electromagnético (donde la emisión sincrotrón es dominante y la contaminación térmica no estaría presente) se convierte en una herramienta invaluable para profundizar en el estudio de jets cósmicos.

1.3 Aceleración de Partículas

El uso de instrumentos cada vez más sensitivos en las últimas décadas ha permitido explorar nuevas fuentes emisoras de rayos-X y rayos- γ en el universo. Aunque algunas de estas fuentes presentan emisión térmica de rayos-X, la emisión de la mayoría es producida por procesos no-térmicos que involucran partículas con energías relativistas (rayos cósmicos). Estas partículas serían producidas en ambientes extremos, donde tienen lugar procesos capaces incrementar su energía cinética, alcanzando velocidades relativistas en forma eficiente. No obstante, la respuesta a cómo se originarían estas partículas tan energéticas, continúa siendo un campo activo de investigación.

1.3.1 Astrofísica de altas energías

Los primeros pasos de la física de altas energías pueden situarse a comienzos del siglo XX, con el notable descubrimiento de los *rayos cósmicos* por Victor F. Hess, en 1912. Hess midió la tasa de producción de iones dentro de un contenedor herméticamente sellado en un vuelo en globo aerostático (Figura 1.13) a una altitud de 5300 metros. La conclusión de su trabajo, que fuera publicado en Noviembre de 1912 en la revista alemana *Physikalische Zeitschrift*, fue:

The results of my observations are best explained by the assumption that a radiation of very great penetrating power enters our atmosphere from above.

"Los resultados de mis observaciones pueden explicarse asumiendo la existencia

de radiación con gran poder de penetración que incide en nuestra atmósfera desde arriba."

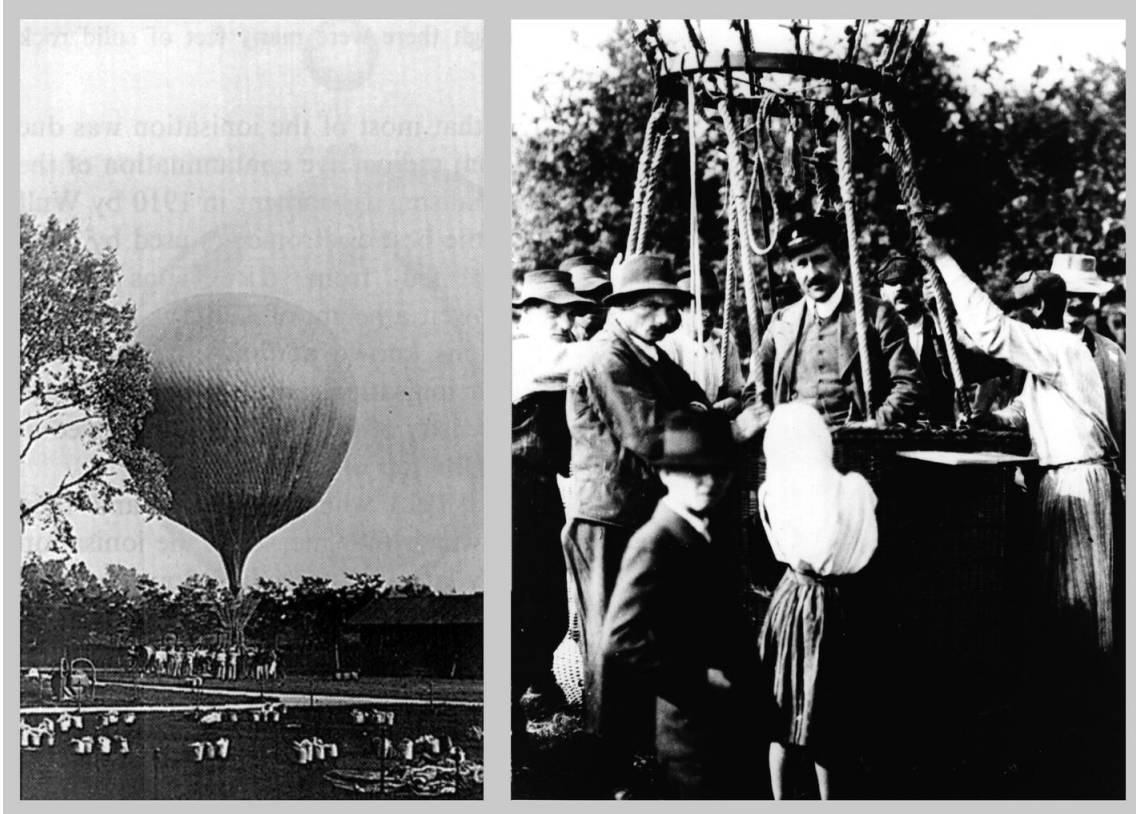


Figura 1.13: Vuelos en globo aerostático de Victor F. Hess. Izquierda: Preparación para uno de sus vuelos en el período 1911-1912. Derecha: Hess después de uno de sus exitosos vuelos en los cuales se descubrió el incremento de la ionización atmosférica con la altura. (De Y. Sekido y H. Elliot eds 1985. *Early history of cosmic rays studies*, Dordrecht: D. Reidel Publishing Company.)

Desde entonces, numerosos estudios comprobaron que la Tierra está sometida constantemente a una “lluvia” de partículas cargadas que se mueven con velocidades cercanas a la velocidad de la luz. Estas partículas, los rayos cósmicos, están compuestas en su mayoría por protones, un 10 % son núcleos de helio, un 2 % son electrones y un 1 % elementos más pesados, como por ejemplo hierro. Debido a su distribución isotrópica se infirió que eran de procedencia Galáctica. A finales de la década de 1930 fue aceptado que una componente de los rayos cósmicos tenían origen en el Sol. Investigaciones posteriores sobre la “radiación de arriba” abrieron el nuevo y desconcertante campo de la física de altas energías.

Los rayos cósmicos proporcionan información valiosa acerca de las fuentes en que se originan, y sobre las condiciones físicas de las regiones del espacio que atraviesan al propagarse hacia la Tierra. Estas partículas, son además las responsables de producir radiación de altas energías proveniente de diversas fuentes astronómicas. Así, puede decirse que el descubrimiento de Hess abrió paso a una nueva rama de la astronomía, la astrofísica de altas energías.

El siguiente gran descubrimiento fue el desarrollo de la radioastronomía, en la década de 1940. Esto dio lugar a la identificación de una amplia clase de fuentes emisoras de radiación no térmica, identificada en esa misma década como emisión sincrotrón. La presencia de electrones altamente relativistas en tales fuentes dio origen a la pregunta de cómo serían aceleradas estas partículas. Posteriormente, el desarrollo de la astronomía en rayos-X y gamma impuso condiciones severas a los procesos de aceleración de electrones en fuentes sincrotrón.

La astrofísica de altas energías centra su estudio en las fuentes más energéticas del universo, que producen emisión de rayos-X y rayos- γ . Ya que esta radiación es absorbida por la atmósfera terrestre, los progresos de esta rama de la astronomía han estado (y están) ligados al desarrollo de detectores espaciales (en cohetes o satélites), y observatorios en tierra basados en detecciones indirectas. En la década de 1960, la exploración del universo en altas energías se vio impulsada por el desarrollo tecnológico para la detección de rayos-x/ γ , permitiendo avanzar en el estudio de las fuentes más energéticas del universo. Entre las fuentes más comunes emisoras de altas energías se encuentran e.g. remanentes de supernova, púlsares, el centro Galáctico, núcleos activos de galaxias, y estallidos de rayos- γ . Existen además algunas fuentes extremadamente energéticas (con energías >100 GeV) cuyo origen no ha sido identificado debido a la ausencia de detecciones en otros rangos del espectro.

El flujo de rayos cósmicos que inciden en la Tierra proporciona evidencia contundente de la existencia de aceleradores muy eficientes en el cosmos. En Figura 1.14 se muestra el espectro de energía de los rayos cósmicos, i.e. distribución de estas partículas como función de su energía². A bajas energías, en su mayoría provienen del sistema solar, mientras que con el aumento de la energía llegan desde fuentes distantes galácticas o extragalácticas. Para energías mayores al tobillo (*ankle*), por ejemplo, los rayos cósmicos ya no pueden ser confinados por el campo magnético de la Vía Láctea y provienen de todas las direcciones por igual. Esto indica que su procedencia sería extragaláctica.

²En física de altas energías, la energía es frecuentemente expresada en múltiplos de electronvoltios (eV), siendo $1 \text{ eV} = 1.602177 \times 10^{-19} \text{ J}$.

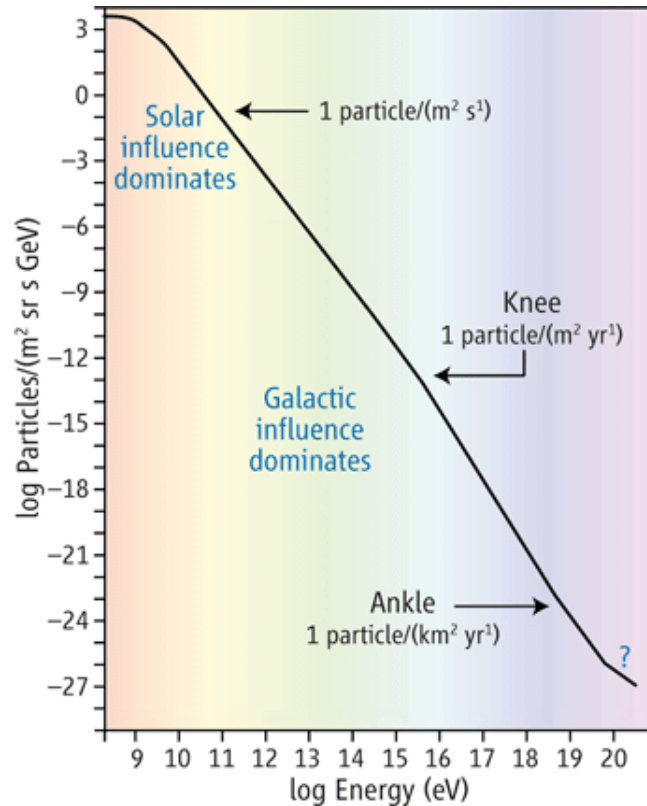


Figura 1.14: Flujo de rayos cósmicos en función de la energía de las partículas. A bajas energías, en su mayoría provienen del sistema solar, mientras que con el aumento de la energía llegan desde fuentes distantes galácticas o extragalácticas. Para energías mayores al tobillo (*ankle*), por ejemplo, los rayos cósmicos ya no pueden ser confinados por el campo magnético de la Vía Láctea y provienen de todas las direcciones por igual. Esto indica que su procedencia sería extragaláctica. Figura extraída del sitio web <http://science.sciencemag.org/content/314/5798/429.full?rss=1>.

1.3.2 Mecanismos de aceleración

Aunque las partículas energéticas son ubicuas en ambientes astrofísicos, saber cómo son aceleradas continúa siendo un desafío. Por ejemplo, aún se desconoce el origen de los rayos cósmicos ultra energéticos (UHECRs, por sus siglas en inglés), cuya energía cinética es mayor que 1×10^{18} eV. En base a su espectro se infiere que serían originados en fuentes extragalácticas, hallándose entre los posibles candidatos el nacimiento de objetos compactos, explosiones relacionadas con GRBs, y eventos en AGNs. Sin embargo, aún no se conocen completamente los mecanismos que puedan producir estas partículas. De manera similar, observaciones recientes de

AGNs y GRBs en altas energías obtenidas con los satélites Fermi³ y Swift⁴, y observatorios de rayos gamma en tierra (HESS, VERITAS y MAGIC)⁵, han desafiado las teorías de aceleración actuales que deben explicar cómo es posible acelerar partículas a energías de TeV o mayores, en regiones relativamente pequeñas comparadas con las escalas típicas de sus fuentes (Sol y col. 2013).

Un plasma astrofísico típico consiste de una componente de plasma térmico, campos magnéticos, varias distribuciones no térmicas de partículas rápidas, y varios tipos de turbulencia. Un mecanismo de aceleración de partículas es un proceso o secuencia de procesos, mediante el cual una pequeña fracción de partículas en un plasma obtiene una energía muy superior a la energía térmica. Estas partículas aceleradas son llamadas partículas no térmicas, ya que su distribución de energía no es Maxweliana. Actualmente se sabe que no existe un único mecanismo por el cual las partículas rápidas sean aceleradas, sino que se requiere una variedad de mecanismos capaces de operar en diferentes condiciones. Los mecanismos para acelerar partículas energéticas usualmente discutidos en la literatura incluyen por ejemplo, campos magnéticos variables en fuentes compactas (e.g., de Gouveia Dal Pino y Lazarian 2000; de Gouveia Dal Pino y Lazarian 2001; Melrose 2009), procesos estocásticos en ambientes turbulentos (Melrose 2009), y aceleración en regiones posteriores a choques. Este último mecanismo en particular, ha sido extensamente estudiado en la literatura (Sironi y Spitkovsky 2009; Melrose 2009; Kotera y Olinto 2011). Una alternativa mucho menos explorada hasta ahora, involucra aceleración de partículas en regiones de reconexión magnética (e.g., de Gouveia Dal Pino 2005). Una revisión acerca de los mecanismos genéricos de aceleración estocástica, aceleración en choques difusivos, y aceleración por campos eléctricos paralelos puede consultarse en Melrose 2009.

1.3.3 Mecanismos de Fermi

El modelo de aceleración propuesto inicialmente por Fermi (Fermi 1949) para explicar el espectro de los rayos cósmicos, conocido como mecanismo de Fermi de segundo orden (Fermi II), es actualmente considerado el arquetipo de aceleración estocástica. Originalmente, Fermi se hallaba interesado en el rebote de los rayos cósmicos galácticos en nubes magnetizadas del medio interestelar. En este modelo, las partículas ganan energía al colisionar con nubes interestelares que

³*Fermi Gamma-ray Space Telescope.*

⁴*The Neil Gehrels Swift Observatory.*

⁵*High Energy Stereoscopic System; Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System; Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope.*

se desplazan a velocidad V : las partículas son reflejadas sucesivas veces por una distribución de inhomogeneidades magnéticas (centros dispersores) en movimiento, produciendo una ganancia de energía neta por colisión del orden de $\Delta E/E \propto (V/c)^2$ (siendo c la velocidad de la luz en el vacío). Este mecanismo resulta más eficiente cuando se producen pequeños cambios de energía frecuentes, que cuando se producen cambios más grandes y menos frecuentes, lo cual lleva a la conclusión de que el mecanismo de Fermi II puede ser más eficiente en presencia de turbulencias MHD (Thompson 1955; Davis 1956; Parker 1957; Parker y Tidman 1958).

En la década de 1970, el escenario propuesto originalmente por Fermi fue reemplazado por un frente de choque en el cual, las partículas pueden ser aceleradas eficientemente al ser dispersadas sucesivas veces a un lado y a otro del mismo (Axford, Leer y Skadron 1977; Krymskii 1977; Bell 1978a; Bell 1978b; Blandford y Ostriker 1978), como se ilustra en Figura 1.15. La energía que gana una partícula en cada cruce es $\Delta E/E \propto V_s/c$ (siendo V_s la velocidad del choque). Este mecanismo, conocido como aceleración en choques difusivos (DSA, por sus siglas en inglés), o Fermi de primer orden (Fermi I), es actualmente reconocido como el mecanismo de aceleración más importante en plasmas astrofísicos. Antes de su identificación, resultaba difícil explicar que la aceleración de partículas fuera tan eficiente, y explicar también por qué los espectros que siguen una ley de potencias son tan comunes en fuentes astrofísicas. Por este motivo, la identificación del mecanismo DSA significó un gran logro en este campo.

Para comprender este mecanismo, en primera instancia hay que notar que la velocidad cambia en forma discontinua en el choque (Figura 1.15). Sean los lados del choque 1 (post-choque) y 2 (pre-choque), considérese una partícula en el lado 1 a punto de cruzar al lado 2. Los centros de dispersión en el lado 2 son desplazados junto con el plasma, y la partícula los “ve” acercarse de frente a velocidad $|u_1 - u_2|$. Una vez que la partícula cruza el choque y se dispersa, gana energía debido al movimiento de los dispersores que se acercan. Después de ser dispersada cierta cantidad de veces en el lado 2, la partícula puede difundirse nuevamente hacia el choque, y volver al lado 1. Al hacerlo, esta vez “ve” a los centros dispersores del lado 1 acercarse frontalmente con velocidad $|u_1 - u_2|$. Nuevamente, la partícula gana energía al ser dispersada. Luego, DSA requiere que la dispersión sea eficiente, lo cual es posible mediante dispersión resonante. En la región post-choque la densidad de las partículas rápidas disminuye con la distancia al choque, y el gradiente espacial puede producir el crecimiento de ondas resonantes. Ya que el crecimiento de las ondas resonantes disminuye rápidamente con el aumento de la energía de las partículas, en el caso de partículas muy energéticas se requiere otra fuente de ondas de resonancia. Por otro

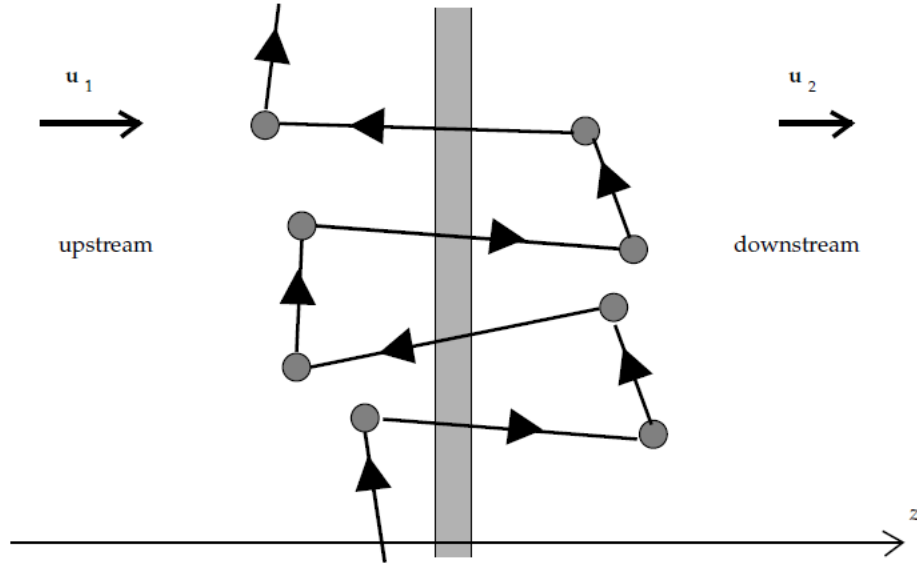


Figura 1.15: Se ilustra el mecanismo DSA: la región sombreada vertical representa el choque, los círculos grises denotan centros dispersores ideales, y la línea sólida con flechas representa la trayectoria de una partícula rápida idealizada. El sistema de referencia es tal que el choque se encuentra en reposo en $z=0$, y u_1 y u_2 son las velocidades del plasma post-choque y pre-choque, respectivamente. Figura extraída de Melrose 2009.

lado, en la región pre-choque la dispersión es más simple, ya que existen varias fuentes posibles de ondas resonantes, incluyendo ondas generadas en la región post-choque que son difundidas a través del mismo.

El mecanismo DSA es eficiente en choques supersónicos, adiabáticos y no-colisionales. En un choque no colisional la transición entre estados pre y post-choque ocurre en una escala de longitud mucho menor que el camino libre medio de las partículas (i.e., las partículas deben cruzar el frente de choque sin interacciones en esa región). Los choques supersónicos son frecuentes en ambientes astrofísicos (Zel'dovich y Raizer 1967), y debido a las bajas densidades involucradas, la mayoría de los choques astrofísicos suelen ser no-colisionales. Para producir aceleración de partículas en forma eficiente via DSA, estos choques además deben ser adiabáticos. En el trabajo de Blondin, Konigl y Fryxell 1989, se define un criterio para discernir entre choques adiabáticos y radiativos: se define el parámetro adimensional de enfriamiento $\chi_s \equiv d_{\text{cool}}(v_s)/r_j$, siendo d_{cool} la distancia detrás de un choque estacionario radiativo hasta el punto donde el gas (que entra en el choque a velocidad v_s) es enfriado a $\sim 10^4$ K. Aquí, r_j representa el radio del jet, que es del orden de la escala característica de la región del choque. Cuando el gas calentado colisionalmente

no puede enfriarse antes de dejar la superficie de trabajo, $\chi_s \gg 1$ y el choque es eficientemente adiabático, mientras que para $\chi_s \ll 1$ el gas en la región post-choque pierde su energía térmica a una distancia relativamente corta, resultando un choque completamente radiativo.

1.3.4 Aceleración de partículas en jets protoestelares

En Sección 1.2.4 se ha mencionado que existen evidencias de emisión no térmica asociada a YSOs. La presencia de emisión no térmica implica la existencia de partículas con velocidades relativistas, y por lo tanto, la acción de un mecanismo de aceleración eficiente en este contexto astrofísico. El mecanismo de aceleración en choques difusivos (DSA) es frecuentemente observado en sistemas mucho más energéticos que YSOs, donde las velocidades involucradas en los choques son de al menos varios miles de kilómetros por segundo. Algunos sistemas en que actúa este mecanismo son, por ejemplo, jets relativistas (e.g., Blandford, Begelman y Rees 1982), remanentes de supernova (e.g., Castro y Slane 2010), eyecciones de nova (e.g., Kantharia y col. 2014), y binarias con vientos en colisión (e.g., De Becker y Rauw 2007).

Sin embargo, en base a las evidencias observacionales, recientemente se han propuesto modelos teóricos que indican que el mecanismo DSA podría actuar en forma eficiente en YSOs. En este contexto astrofísico, los modelos predicen que, como resultado de la interacción del jet con la nube molecular, tendría lugar la formación de un choque delantero radiativo y choque reverso adiabático capaz de acelerar partículas via DSA (ver esquema en Figura 1.16, Bosch-Ramon y col. 2010). Los modelos de Araudo y col. 2007, Bosch-Ramon y col. 2010, Romero y col. 2010 predicen emisión no térmica en YSOs de alta masa, mientras que en los trabajos de Padovani y col. 2015, Padovani y col. 2016 se estudia el caso de protoestrellas de baja masa.

La detección de emisión no térmica en algunos jets de YSOs, abre las puertas al estudio de DSA como un posible mecanismo para producir aceleración de partículas en plasmas densos de baja velocidad, i.e. en un régimen que aún no ha sido explorado en profundidad.

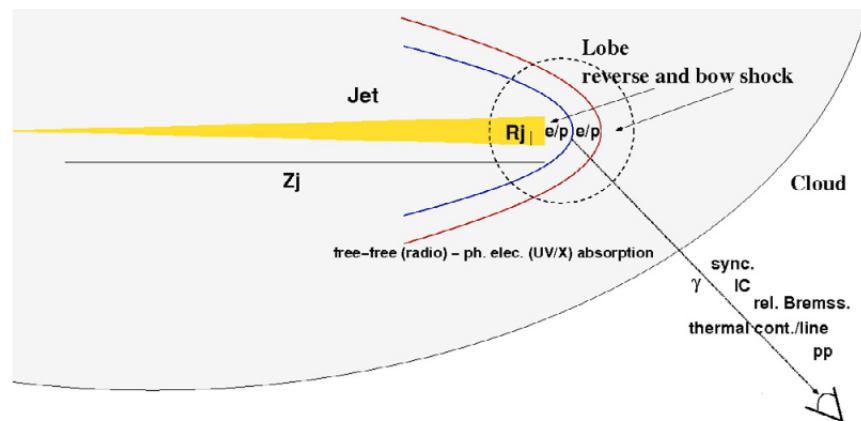


Figura 1.16: Esquema de la región terminal del jet de un YSOs de alta masa. Como resultado de la interacción del jet con el medio ambiente, tienen lugar dos choques de distinta intensidad y velocidades, dependiendo de las propiedades del jet y del medio. En los choques sería posible acelerar electrones y protones, y generar emisión no térmica via interacción con material del medio, y campos magnéticos y de radiación. El material chocado producirá también radiación térmica. Figura extraída de Bosch-Ramon y col. 2010.

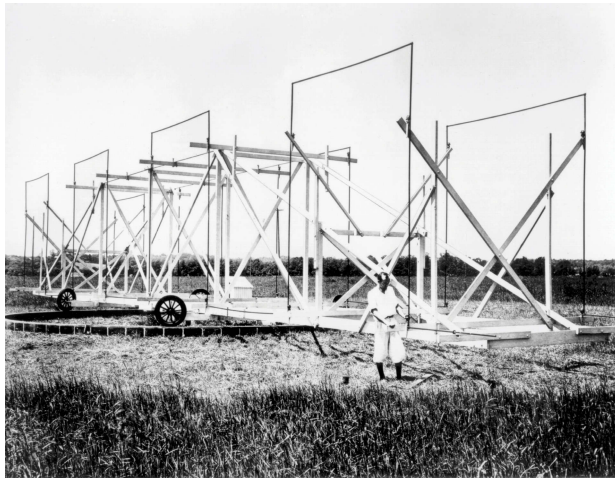


2. Observación en Radio-Frecuencias

Sin dudas, uno de los más notables avances tecnológicos a comienzos del siglo XX fue la implementación de las radio ondas a las comunicaciones de larga distancia. Este suceso pronto abriría una nueva ventana de exploración al universo.

A principio de la década de 1930, Karl G. Jansky, físico e ingeniero en telecomunicaciones empleado por Laboratorios Bell, se hallaba investigando las fuentes de estática que pudieran interferir en transmisiones transatlánticas de voz por radio. Con tal propósito, Jansky había diseñado una antena para captar ondas de radio a una frecuencia de 20.5 MHz (~ 14.5 m de longitud de onda). Esta antena se hallaba montada sobre una plataforma giratoria, por lo que fuera llamada la “carrusel de Jansky”. Luego de varios meses de estudiar las señales provenientes de distintas direcciones, Jansky identificó tres tipos de estática: asociada a tormentas cercanas, a tormentas distantes, y una señal débil y constante de origen desconocido. Al cabo de aproximadamente un año de investigación, Jansky descubrió que la radiación desconocida provenía de la Vía Láctea, y era más intensa en dirección al centro, en la constelación de Sagitario. En Figura 2.1 se muestra una imagen de Jansky y su antena, y el resumen del reporte de su descubrimiento, publicado en la revista *Popular Astronomy*.

El descubrimiento de Jansky motivó a Grote Reber, quien construyera el primer radio telescopio de disco parabólico, a estudiar el origen de la emisión en radio de la Vía Láctea y otros objetos celestes. Entre los años 1938 y 1943, Reber llevó a cabo los primeros relevamientos sistemáticos del cielo en radio ondas (Reber 1944, Reber 1949). En Figura 2.2 se muestra el radio



(a) “Carrusel de Jansky”, antena diseñada para detectar radio ondas de 20.5 MHz ($\lambda \sim 14.5$ m).

Electrical Phenomena that apparently are of Interstellar Origin

By KARL G. JANSKY*

SUMMARY.

Electromagnetic waves of an unknown origin were detected during a series of experiments on atmospheres of short wave-lengths. Directional records have been taken of these waves for a period of nearly two years. The data obtained from these records show that the azimuth of the direction of arrival changes from hour to hour and from day to day in a manner that is exactly similar to the way in which the azimuth of a star changes. This fact leads to the conclusion that the direction of arrival of these waves is fixed in space; that is to say, that the source of these waves is located in some region that is stationary with respect to the stars.

Although the right ascension of this region can be determined from the data with considerable accuracy, the error not being greater than ± 30 minutes of right ascension, the limitations of the apparatus and the errors that might be caused by the ionized layers of the earth's atmosphere and by attenuation of the waves in passing over the surface of the earth are such that the declination of the region can be determined only very approximately. Thus the value obtained from the data may be in error by as much as ± 30 degrees.

The data give, for the coordinates of the region from which the waves seem to come, a right ascension of 18 hours and a declination of -20 degrees.

(b) Las investigaciones en radio comunicaciones dieron lugar al descubrimiento de ondas de radio provenientes de la Vía Láctea.

Figura 2.1: Karl Jansky y el descubrimiento de ondas de radio provenientes del centro de la Vía Láctea. (a) Contratado por laboratorios Bell, Karl Jansky diseña una antena para investigar las fuentes de estática que pudieran interferir en el servicio de radiotelefonía transatlántica; imagen tomada del sitio web <http://images.nrao.edu>. (b) Resumen del artículo publicado por Karl Jansky en el que reporta su descubrimiento (Jansky 1933).

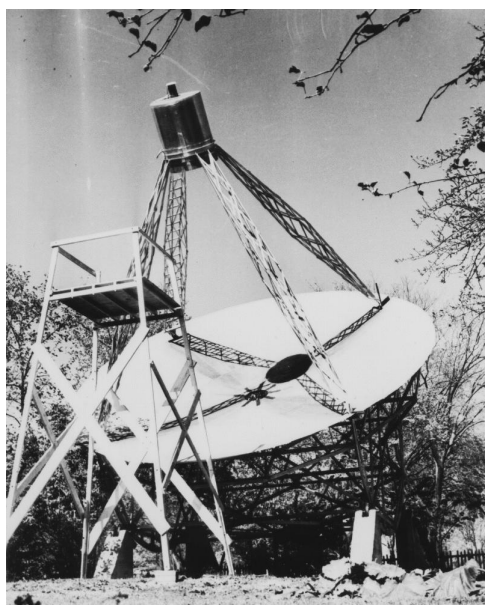
telescopio construido por Reber en el patio de su casa, y los contornos de emisión en radio de la Galaxia publicados en Reber 1949.

Gracias al trabajo pionero de Reber, después de la segunda guerra mundial, muchos científicos dirigieron su atención hacia la emisión en radio de fuentes extraterrestres, abriendo paso al desarrollo de instrumental más sofisticado. Así, la observación en radio pronto se convirtió en uno de los campos más productivos para la investigación astronómica.

2.1 La ventana Atmosférica en Radio

Casi toda la información que se obtiene del universo es derivada a partir de la detección de radiación electromagnética. Sólo un pequeño porcentaje del conocimiento adquirido proviene de portadores materiales de información, como meteoritos, rayos cósmicos, y material colectado por sondas espaciales.

Aunque el espectro electromagnético abarca un amplio rango de longitudes de onda, desde los comienzos, la Astronomía ha estado restringida a la región visible. La investigación en otras



(a) Radio telescopio construido por Grote Reber en el patio de su casa en 1937. Imagen tomada del sitio http://www.nrao.edu/whatisra/hist_reber.shtml.

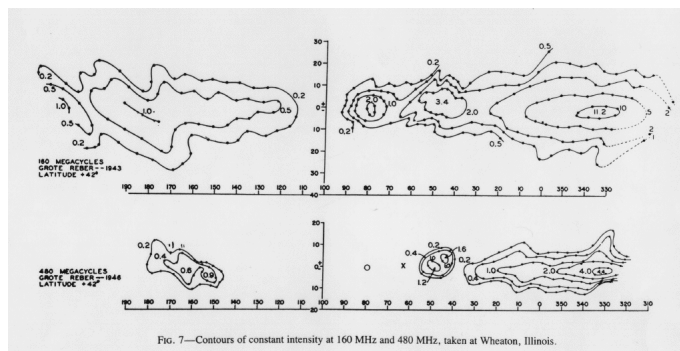


FIG. 7.—Contours of constant intensity at 160 MHz and 480 MHz, taken at Wheaton, Illinois.

(b) Mapas de contorno presentados por Reber (Reber 1949). Las áreas más brillantes corresponden a la Vía Láctea.

Figura 2.2: Motivado por el descubrimiento de Jansky, Grote Reber construyó su propio telescopio para investigar en mayor detalle la procedencia de las ondas de radio y los procesos responsables de producirlas.

longitudes de onda estuvo fuertemente condicionada hasta el siglo XX debido a la opacidad atmosférica y a la ausencia de detectores específicos. Desde el descubrimiento de Jansky, el creciente desarrollo de la Radioastronomía ha sido fundamental para cambiar la visión de la Astronomía. Avances tecnológicos más recientes han permitido expandir el estudio del universo a otros rangos energéticos.

En Figura 2.3 se presenta un diagrama de la transmisión atmosférica; allí puede verse que la atmósfera es transparente a las ondas de radio, ya que ninguno de sus componentes puede absorber esta radiación en forma significativa. Esta ventana se extiende desde una frecuencia inferior límite de $\simeq 15$ MHz ($\lambda \simeq 20$ m) a un corte en $\simeq 1.5$ THz ($\lambda \simeq 0.2$ mm). Estos límites no son rigurosos ya que pueden variar en el tiempo, y de acuerdo a la altitud y posición geográfica.

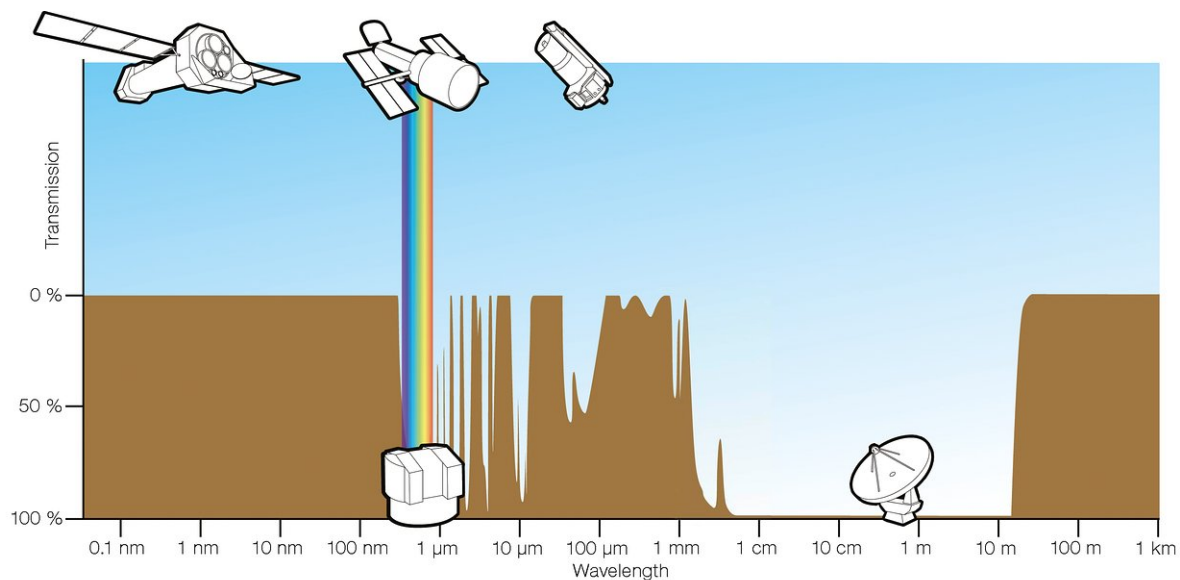


Figura 2.3: Transmisión atmosférica en función de la longitud de onda de la radiación. Créditos: ESA/Hubble (F. Granato).

El corte en altas frecuencias se debe a la absorción producida por resonancias moleculares de moléculas presentes en la tropósfera, principalmente de vapor de agua H_2O , con bandas de absorción en $\nu=22.2$ GHz ($\lambda = 1.35$ cm) y $\nu=183$ GHz ($\lambda = 1.63$ cm), y oxígeno O_2 , con una fuerte banda de absorción a $\nu=60$ GHz ($\lambda = 5$ mm). La absorción de N_2 y CO_2 se produce a frecuencias mayores que 300 GHz. En el extremo de bajas frecuencias, la atmósfera se vuelve opaca debido a la presencia de electrones libres en la ionósfera; la radiación de menor frecuencia

que la frecuencia de plasma ν_p ¹ no puede ser transmitida. Esta frecuencia depende de la densidad electrónica, y por lo tanto, varía entre el día (11 MHz) y la noche (4.5 MHz), y con la actividad solar.

Además de las limitaciones atmosféricas, la observación radio astronómica se ve afectada por interferencias con señales terrestres. La administración global del espectro en radio, incluyendo la protección de la radioastronomía, es regulada por la Unión Internacional de Telecomunicaciones.

2.2 Naturaleza de las fuentes de radio en el universo

Desde los comienzos de la Radioastronomía, las investigaciones dieron lugar a la identificación de fuentes discretas que podían separarse básicamente en dos clases: fuentes galácticas, concentradas en el plano galáctico, y fuentes extragalácticas, distribuidas en forma aproximadamente uniforme en el espacio. Estas fuentes fueron estudiadas en diferentes frecuencias para determinar sus características espectrales. Algunos casos revelaron densidades de flujo² aproximadamente constantes al incrementar la frecuencia, mientras que en otras fuentes la densidad de flujo observada era claramente más intensa a frecuencias menores (e.g. Figura 2.4).

A excepción de la emisión de líneas térmicas de átomos y moléculas, y la emisión térmica de cuerpos sólidos, la emisión en radio siempre es producida por electrones libres. Los dos principales mecanismos responsables de producir la ionización del medio son: fotoionización e ionización colisional. En regiones de formación estelar, el primer caso está asociado a la presencia de fotones energéticos en el rango ultravioleta (UV) provenientes de estrellas masivas jóvenes, mientras que el segundo caso está asociado a colisiones entre vientos estelares intensos y/o flujos emergentes con el medio circunestelar. Luego, en un medio ionizado, los electrones libres pueden intercambiar cantidades arbitrarias de energía (al contrario de los saltos definidos que producen líneas de emisión o absorción), y por lo tanto, el espectro resultante es continuo.

En base a la distribución espectral de energía, las fuentes de emisión continua en radio pueden ser clasificadas en dos categorías: las que producen radiación por mecanismos térmicos (Bremsstrahlung), y las que radian por proceso no térmicos (sincrotrón). En principio, la emisión

¹ ν_p es un parámetro característico de los plasmas, que establece un escala temporal $\tau_p = 1/\nu_p$ a partir de la cual es posible estudiar los fenómenos oscilatorios en el plasma. Para un dado plasma, sólo es posible observar oscilaciones con período mayor que τ_p .

²La unidad de flujo comúnmente utilizada en radioastronomía es el Jansky, que en unidades del Sistema Internacional equivale a: $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ Hz}}$

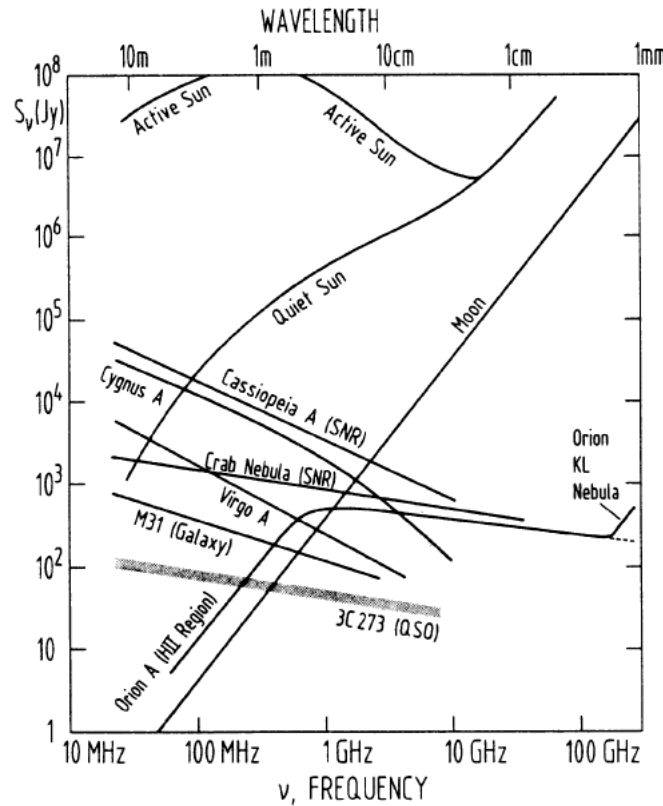


Figura 2.4: Distribución espectral de energía de varias fuentes de radio. La Luna, el Sol inactivo y la región H II Orión A (a bajas frecuencias) son ejemplos de emisión de Cuerpo Negro. Alrededor de 300 GHz se observa emisión de polvo en la nube molecular Orión KL. El sol Activo, los remanentes de supernova tales como Cassiopeia A, las radio galaxias Cygnus A, Virgo A (Messier 87, 3C274), y el quasar 3C273 son emisores de radiación no térmica. El sombreado en el espectro de 3C273 indica variabilidad temporal rápida. Figura extraída de Wilson, Rohlfs y Hüttemeister 2009.

no térmica puede ser producida por diferentes mecanismos, si embargo en la práctica parece dominar el mecanismo de emisión sincrotrón. Aunque la distinción entre fuentes galácticas y extragalácticas es independiente de esta clasificación, se encuentra que las fuentes extragalácticas son predominantemente no térmicas. Esto se debe a que los emisores más intensos son de origen no térmico, por lo que, incluso si las fuentes térmicas predominan en objetos extragalácticos, estas no podrían detectarse fácilmente.

A fin de establecer las características espectrales distintivas de la radiación continua observada en radio (térmica y no térmica), a continuación se describen brevemente los principales procesos responsables de producir esa emisión: bremsstrahlung (térmico) y sincrotrón (no térmico).

Tratamientos extensos y detallados pueden consultarse en Blumenthal y Gould 1970, Rybicki y Lightman 1979, y Longair 2011.

2.2.1 Emisión libre-libre (*Bremsstrahlung*)

Se denomina emisión *Bremsstrahlung* a la radiación debida a la aceleración (positiva o negativa) que experimenta una partícula cargada en el campo Coulombiano de otra carga. Ya que las cargas permanecen libres antes y después de las interacciones, la radiación producida se conoce también como emisión libre-libre.

Esta emisión es de naturaleza térmica, ya que la población de partículas emisoras se encuentra en equilibrio termodinámico local. Las velocidades (v) de las partículas siguen, por lo tanto, una distribución de Maxwell-Boltzmann caracterizada por la temperatura termodinámica del sistema T y la masa m de la especie considerada:

$$f(v) = \left[\frac{m}{2\pi kT} \right]^{3/2} 4\pi v^2 \exp^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (2.1)$$

siendo k la constante de Boltzmann. En Figura 2.5 se muestra la distribución Maxwell-Boltzmann con velocidades normalizadas a la velocidad cuadrática media, definida como $v_{rms} = \left(\frac{3kT}{m} \right)^{1/2}$.

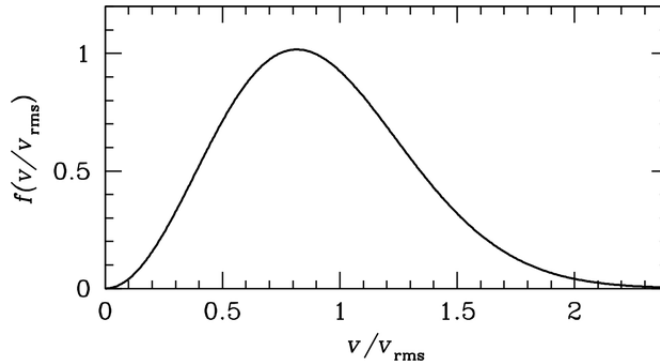


Figura 2.5: Función de Maxwell-Boltzmann normalizada a la velocidad cuadrática media $v_{rms} = \left(\frac{3kT}{m} \right)^{1/2}$.

En un medio ionizado, las partículas cargadas pueden ser aceleradas electrostáticamente en el campo Coulombiano de otras partículas, y, en consecuencia, emitir radiación. En estas regiones tienen lugar interacciones entre diversas clases de partículas cargadas, sin embargo, la mayoría no emite cantidades significativas de radiación.

Si se considera por ejemplo una interacción simple entre un electrón y el ion más liviano (ion del hidrógeno), y se tiene en cuenta que la magnitud de la aceleración \dot{v} de una partícula es inversamente proporcional a su masa m , debido a la gran diferencia de masa en este caso ($m_p \approx 1.66 \times 10^{-24}$ g, $m_e \approx 9.11 \times 10^{-28}$ g) el electrón irradiará al menos $(m_p/m_e)^2 \approx 4 \times 10^6$ más potencia que el ion³. Luego, la radiación iónica puede ser ignorada. Por otro lado, las interacciones entre dos partículas idénticas no producen radiación significativa, ya que la aceleración de las dos partículas tiene la misma magnitud pero dirección opuesta (i.e., $\dot{v}_1 = -\dot{v}_2$). Sus campos eléctricos radiados serán iguales en magnitud pero opuestos en signo, y por lo tanto, el campo radiado neto será aproximadamente cero a distancias mucho mayores que el parámetro de impacto b (Figura 2.6). Así, este tipo de interacciones también puede ser ignorada, resultando importantes sólo las interacciones electrón-ion, en donde sólo los electrones irradian significativamente.

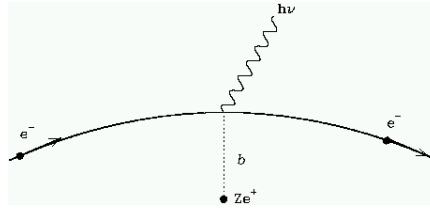


Figura 2.6: Radiación libre-libre. Un electrón e^- interactúa con un ion de carga Ze^+ , con un parámetro de impacto b . Durante el pasaje, el electrón se desacelera por la interacción con el campo Coulombiano del ion, con la consecuente emisión de un fotón de energía $h\nu$.

Para una fuente de emisión térmica libre-libre, la solución general de la ecuación de transporte radiativo para la intensidad específica a frecuencia ν es:

$$I(\nu) = I_0 \exp^{-\tau(\nu)} + \int_0^{\tau(\nu)} F_\nu \exp^{-\tau'} d\tau' = F_\nu + \exp^{-\tau(\nu)} (I_0 - F_\nu) \quad (2.2)$$

donde I_0 es la intensidad de fondo, F_ν la función fuente de la región emisora, y $\tau(\nu)$ la profundidad óptica. La segunda igualdad en ecuación 2.2 es válida para un medio uniforme. Ya que la región se encuentra en equilibrio termodinámico local a cierta temperatura T (aproximada a la temperatura electrónica $T \approx T_e \sim 10^4$ K), la función fuente es la función de Planck para un Cuerpo Negro (CN) $F_\nu = B_\nu(T)$, que en la aproximación de Rayleigh-Jeans ($h\nu \ll kT$) tiene la forma:

$$F_\nu = B_\nu(T) \simeq \frac{2kT_e\nu^2}{c^2} \quad (2.3)$$

³De acuerdo a la fórmula de Larmor, la potencia radiada por una carga acelerada es $P \propto \dot{v}^2 \propto m^{-2}$.

La densidad de flujo S_ν se obtiene integrando la intensidad específica I_ν en ecuación 2.2 en el tamaño angular de la fuente Ω_{fuente} . Teniendo en cuenta que la radiación de fondo tendrá una temperatura ~ 2.7 K ($\ll T_e$ de la fuente), puede asumirse $F_\nu \gg I_0$ y entonces se tiene:

$$S_\nu = \int_{\Omega_{fuente}} F_\nu (1 - \exp^{-\tau(\nu)}) d\Omega \quad (2.4)$$

que para una región de densidad constante, resulta

$$S_\nu = F_\nu (1 - \exp^{-\tau(\nu)}) \Omega_{fuente} \quad (2.5)$$

La profundidad óptica $\tau(\nu)$ se obtiene al integrar el coeficiente de absorción κ a lo largo de la línea de la visual (*los*): $\tau = -\int_{los} \kappa ds$. En frecuencias de radio, el coeficiente de absorción κ puede aproximarse como (Altenhoff y Westerhout 1960):

$$\frac{\kappa_\nu}{\text{pc}^{-1}} \approx 0.08235 \left[\frac{n_e n_i}{\text{cm}^{-6}} \right] \left[\frac{T_e}{\text{K}} \right]^{-1.35} \left[\frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{-2.1} \quad (2.6)$$

donde n_e y n_i representan la densidad numérica de electrones e iones, respectivamente. Luego, la opacidad τ resulta:

$$\tau(\nu) = 0.08235 \left[\frac{EM}{\text{cm}^{-6} \text{ pc}} \right] \left[\frac{T_e}{\text{K}} \right]^{-1.35} \left[\frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{-2.1} \quad (2.7)$$

donde EM es la medida de la emisión a lo largo de la línea visual $EM = \int_{los} n_e n_i ds$.

Dependiendo de la profundidad óptica, y por lo tanto de la frecuencia, es posible identificar distintos comportamientos. La frecuencia a la cual la profundidad óptica es igual a la unidad, se conoce como frecuencia de corte ν_c , y puede obtenerse a partir de Ecuación 2.7, haciendo $\tau = 1$. Para frecuencias bajas, $\nu \ll \nu_c$, la fuente es ópticamente gruesa ($\tau \gg 1$), y la densidad de flujo, en la aproximación de Rayleigh-Jeans, puede escribirse como:

$$S_\nu \cong \frac{2kT_e \nu^2}{c^2} \Omega_{fuente} \propto \nu^2 \quad ; \quad \tau \gg 1 \quad (2.8)$$

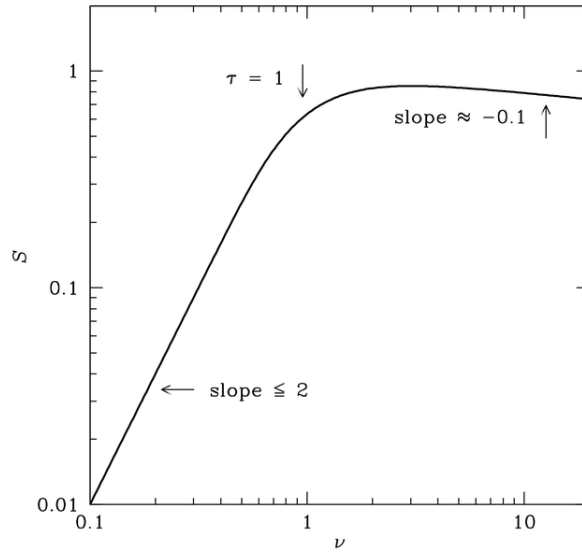


Figura 2.7: Espectro en radio de emisión térmica bremsstrahlung. Para una región de hidrógeno ionizado esférica, homogénea e isotérmica, a bajas frecuencias se tiene un espectro de Cuerpo Negro con pendiente +2; en el caso no homogéneo la pendiente es $< +2$. Para una frecuencia $\nu = \nu_c$, la profundidad óptica es $\tau = 1$, y a frecuencias mayores la pendiente espectral se vuelve ≈ -0.1 debido a la dependencia del coeficiente de absorción con la frecuencia ($\kappa \propto \nu^{-2.1}$).

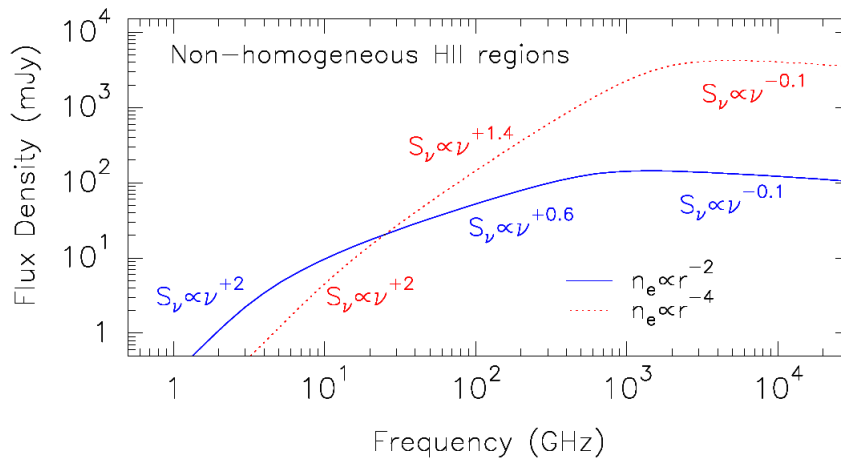


Figura 2.8: Espectro bremsstrahlung para una región esférica no homogénea. La línea azul corresponde a una región con un gradiente de densidad $n_e \propto r^{-2}$; se aprecian tres regímenes distintos: región ópticamente gruesa con pendiente de +2, región intermedia con pendiente +0.6, y región ópticamente delgada con pendiente -0.1. La línea roja punteada corresponde a una región no homogénea con gradiente de densidad $n_e \propto r^{-4}$; en este caso la región intermedia presenta una pendiente igual a +1.4. Figura extraída de Sánchez-Monge 2011.

mientras que a frecuencias altas, $\nu \gg \nu_c$, la fuente es ópticamente delgada ($\tau \ll 1$), y la densidad

de flujo puede obtenerse expandiendo la exponencial en Ecuación 2.5:

$$S_\nu \cong \frac{2kT_e \nu^2}{c^2} \tau(\nu) \Omega_{fuente} \propto \nu^{-0.1} \quad ; \quad \tau \ll 1 \quad (2.9)$$

Luego, el espectro de la emisión térmica libre-libre tiene el aspecto que se muestra en Figura 2.7, con un quiebre espectral en la frecuencia ν_c . La pendiente espectral en un diagrama log-log se denomina Índice Espectral, denotado frecuentemente por α , definido como $\alpha \equiv d \log S / d \log \nu$.

En el caso de una región inhomogénea, el índice espectral será $\alpha \approx -0.1$ a frecuencias mucho mayores que la frecuencia de corte, y el cambio de pendiente será gradual (Figura 2.8), resultando una pendiente con valores menores que +2 para frecuencias justo por debajo de la frecuencia de corte. Este comportamiento se observa, por ejemplo, en el caso de los vientos estelares ionizados, que son bastante inhomogéneos; si se considera un viento esférico, isotérmico, y de velocidad constante, la conservación de masa implica que la densidad electrónica es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia a la estrella ($n_e \propto r^{-2}$). En este caso, el índice espectral a bajas frecuencias se aproxima más a +0.6 que a +2.

2.2.2 Emisión Sincrotrón

La emisión sincrotrón es generada por la aceleración que experimentan partículas relativistas cargadas debido a un campo magnético B . La detección de este tipo de radiación permite disponer de una herramienta para la determinación indirecta de campos magnéticos en fuentes astrofísicas.

Ya que la aceleración de las partículas es inversamente proporcional a su masa, las cargas más livianas (electrones, y positrones si están presentes) experimentan mayor aceleración que los protones y otros iones más pesados. Por este motivo, los electrones (y posiblemente los positrones) producen prácticamente la totalidad de la radiación sincrotrón observada.

La potencia de la emisión producida por un electrón relativista con Factor de Lorentz γ está dada por la expresión:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} \simeq 1.6 \times 10^{-3} (B \sin \theta)^2 \gamma^2 \quad (2.10)$$

donde θ es el ángulo existente entre el vector velocidad del electrón y la dirección del campo magnético. Esta ecuación muestra la degeneración entre la energía de las partículas y el campo magnético, i.e., una determinada potencia de emisión sincrotrón puede ser producida por una partícula altamente energética en un campo magnético débil, o viceversa.

La distribución espectral de un sólo electrón es aproximadamente monocromática ya que alcanza un pico agudo a una frecuencia:

$$\nu_c[\text{GHz}] \simeq 4.2 \times 10^{-9} \gamma^2 B \sin(\theta) \quad (2.11)$$

donde el campo magnético B se encuentra expresado μG ; así, electrones con $\gamma \simeq 10^4$ y campos magnéticos de $B \simeq 10 \mu G$ producen radiación sincrotrón en la banda de radio ($\nu_c \approx 4 \text{GHz}$), mientras que los electrones de $\gamma \simeq 10^{7-8}$ en el mismo campo magnético irradian en la región de rayos-X.

Los electrones relativistas en casi todas las fuentes sincrotrón tienen distribuciones de energía que siguen una ley de potencias, por lo que esta población de partículas no se encuentra en equilibrio termodinámico local. En este caso, el espectro de energía de las partículas emisoras no es una distribución Maxwelliana, es decir que no corresponde a una sola temperatura. En consecuencia, las fuentes de sincrotrón son frecuentemente llamadas fuentes “no térmicas”.

Considerando entonces una población homogénea de electrones con una distribución isotrópica de ángulo θ , y distribución de energía dada por:

$$N(\epsilon) d\epsilon \propto \epsilon^{-\delta} d\epsilon \quad (2.12)$$

donde $N(\epsilon) d\epsilon$ representa el número de electrones por unidad de volumen con energías entre ϵ y $\epsilon + d\epsilon$, la emisión de una fuente ópticamente delgada ($\tau \ll 1$) tiene la forma funcional (Longair 2011):

$$S(\nu) \propto \nu^{-\alpha} \quad (2.13)$$

Luego, el espectro de emisión sincrotrón ópticamente delgada producida por una distribución de electrones $N(\epsilon) \propto \epsilon^{-\delta}$, también sigue una ley de potencias cuyo índice espectral es $\alpha \equiv (\delta - 1)/2$.

La emisión sincrotrón incrementa a bajas frecuencias, sin embargo, debido a la distribución de energía de las partículas, a cierta frecuencia los mecanismos de absorción se vuelven dominantes frente a la emisión, produciendo en consecuencia un quiebre en el espectro. Este proceso es conocido como auto-absorción. A bajas frecuencias, el espectro sincrotrón auto-absorbido de una

fente homogénea sigue una ley de potencias cuya pendiente es $5/2$, independientemente de la pendiente δ del espectro de energía de los electrones:

$$S_\nu \propto \nu^{5/2} \quad (2.14)$$

El espectro completo de una fuente de sincrotrón cilíndrica homogénea (Figura 2.9) está dado por (Pacholczyk 1970):

$$S_\nu \propto \left(\frac{\nu}{\nu_1} \right)^{5/2} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{\nu}{\nu_1} \right)^{-(\delta+4)/2} \right] \right\} \quad (2.15)$$

donde ν_1 es la frecuencia a la cual $\tau = 1$. En esta ecuación puede verse que para frecuencias $\nu \ll \nu_1$, la fuente se vuelve ópticamente gruesa y su espectro se aproxima a una ley de potencias con pendiente $5/2$, mientras que a frecuencias $\nu \gg \nu_1$, la fuente es ópticamente delgada, y la pendiente resulta $(1 - \delta)/2$. Las fuentes astrofísicas reales presentan inhomogeneidades, por lo que la auto-absorción sincrotrón siempre produce pendientes mucho menores que $5/2$, y el pico espectral no es tan pronunciado.

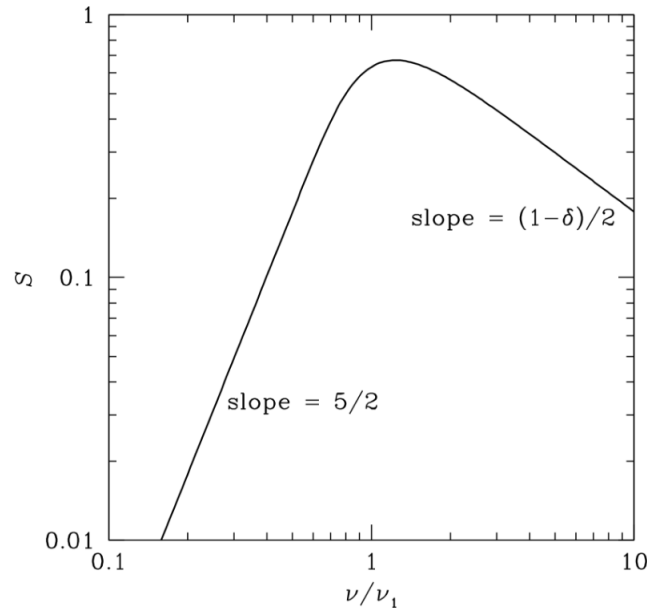


Figura 2.9: Espectro de una fuente sincrotrón cilíndrica homogénea, en términos de la frecuencia ν_1 a la cual el espesor óptico es $\tau = 1$.

Polarización

La emisión sincrotrón se encuentra intrínsecamente linealmente polarizada. En el caso ópticamente delgado, para una distribución homogénea e isotrópica de partículas relativistas, cuya distribución de energía sigue una ley de potencia, en un campo magnético uniforme, el grado intrínseco de polarización tiene el valor:

$$P_{\text{int}} = \frac{\delta + 1}{\delta + \frac{2}{3}} \quad (2.16)$$

resultando que el vector del campo eléctrico es perpendicular a la proyección del campo magnético sobre el plano del cielo. Valores típicos del índice del espectro de energía se encuentran cercanos a $\delta = 2.5$, por lo que el grado de polarización intrínseco en un campo uniforme está próximo a el 70 %, que representa el máximo valor que se puede esperar.

La disminución del grado de polarización podría provenir de una estructura compleja del campo magnético dentro de la fuente y/o efectos de despolarización. Si el campo magnético se puede expresar como la superposición de dos componentes, una uniforme B_u , y otra isotrópica y al azar B_i , el grado observado de la polarización es aproximadamente (Burn 1966):

$$P_{\text{obs}} = P_{\text{int}} \frac{B_u^2}{B_u^2 + B_i^2} \quad (2.17)$$

siendo un indicador de la uniformidad y estructura del campo. Sin embargo, es probable que los campos magnéticos aleatorios sean anisotrópicos, en cuyo caso esta ecuación no se aplica.

Una forma matemáticamente conveniente de describir el estado de polarización lineal está dada por los parámetros de Stokes: I, Q y U (Stokes, 1852). La intensidad polarizada y el ángulo de polarización de la radiación linealmente polarizada puede ser descrita por:

$$P = (Q^2 + U^2)^{1/2} \quad (2.18)$$

$$\psi = \frac{1}{2} \arctan \frac{U}{Q} \quad (2.19)$$

Imágenes de intensidad polarizada P , grado de polarización P/I y ángulo de polarización (y a su vez campo magnético) pueden ser obtenidas a partir de las imágenes de I , Q y U . Por lo tanto,

la medición de la emisión sincrotrón proporciona información sobre el índice de la distribución de energía de partículas y la intensidad del campo magnético dentro de la fuente, mientras que el grado de polarización es un indicador importante de la uniformidad del campo y de la estructura.

2.3 Emisión en radio de jets ionizados

El avance producido en las últimas décadas en las técnicas de detección en radio frecuencias, ha hecho posible incrementar la sensibilidad y resolución angular de las observaciones. Así, por ejemplo, en base a datos de alta resolución adquiridos con el interferómetro VLA, ha sido posible descubrir objetos estelares jóvenes profundamente inmersos en núcleos moleculares, que no pueden ser detectados a otras longitudes de onda. En los casos en que es posible resolver la estructura de estas fuentes de radio, generalmente se observa que se encuentran elongadas en una dirección similar al eje de los flujos detectados a gran escala. Estas estructuras se conocen como radio jets térmicos (Rodríguez 1995; Rodríguez 1996; Anglada 1996), ya que su emisión está dominada por emisión térmica libre-libre, y trazan la base de los jets observados en óptico a escalas mayores (e.g., Figura 1.11).

La emisión continua en radio de estas fuentes ha sido modelada por Reynolds 1986, como emisión libre-libre de un flujo bipolar ionizado y colimado. Este modelo asume que la ionización del viento comienza a una distancia $z=z_0$ desde la protoestrella, con una anchura r_0 (ver Figura 2.10). Asimismo, considera que la velocidad, temperatura, fracción de ionización y anchura del jet, son funciones de la distancia al origen que siguen una ley de potencias. Para un jet de apertura constante (cónico), el índice que describe la variación de su anchura es $\varepsilon=1$.

Para el caso estándar de un jet con temperatura, velocidad, y fracción de ionización constantes, el modelo de Reynolds 1986 predice que la densidad de flujo S_ν y el ancho angular θ_ν de la emisión continua en radio de un jet térmico son funciones de la frecuencia ν :

$$S_\nu \propto \nu^{1.3-0.7/\varepsilon} \quad (2.20)$$

$$\theta_\nu \propto \nu^{-0.7/\varepsilon} \quad (2.21)$$

Luego, para flujo bipolar colimado, el índice espectral $\alpha = 1.3 - 0.7/\varepsilon$ varía entre -0.1 y +0.6, siendo $\alpha = +0.6$ en el caso de un jet cónico ($\varepsilon = 1$). Las observaciones de radio jets térmicos

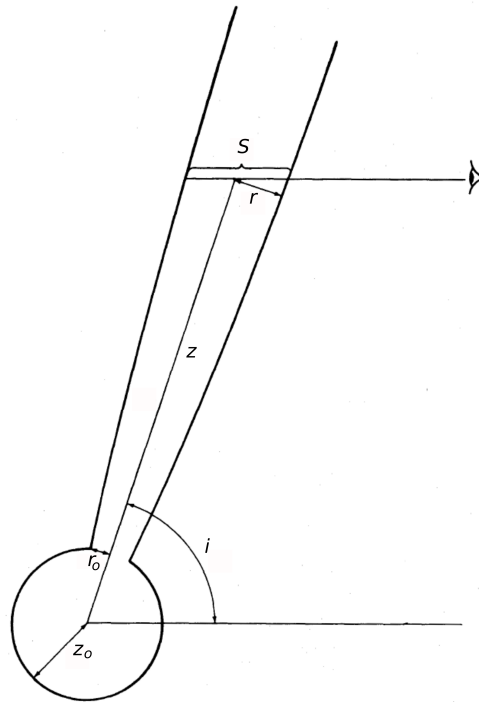


Figura 2.10: Flujo bipolar ionizado modelado por Reynolds 1986. Se asume que el jet es inyectado a una distancia z_0 de la protoestrella, donde su anchura es r_0 . Figura adaptada de Reynolds 1986.

en múltiples frecuencias revelan índices espectrales compatibles con estas predicciones (e.g., Anglada y col. 1998a).

El modelo de Reynolds 1986 resulta de gran utilidad para estudiar el comportamiento de la emisión térmica de jets de YSOs. Sin embargo, no explica el mecanismo responsable ionizar el material eyectado por la protoestrella. Resultados observacionales indican que las densidades de flujo de objetos de baja masa superan en varios órdenes de magnitud a las esperadas por fotoionización (Figura 2.11a), por lo que la ionización requerida para explicar la emisión continua observada en radio no sería producida por fotones UV de la protoestrella (Anglada 1995). Alternativamente, en el trabajo de Torrelles y col. 1985 se propone que la emisión en radio continuo puede ser explicada mediante ionización colisional en choques del jet con material circunestelar. Curiel, Canto y Rodríguez 1987 y Curiel y col. 1989 presentan un modelo de ionización colisional de un viento inicialmente neutro, asumiendo choques plano-paralelos. A partir de los resultados obtenidos en este modelo, es posible obtener una relación entre la tasa de

momento del flujo (\dot{P}) y la luminosidad en radio ($S_\nu d^2$) (Anglada 1996):

$$\left(\frac{\dot{P}}{\text{M}_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ km s}^{-1}} \right) = \frac{10^{-35}}{\eta} \left(\frac{S_\nu d^2}{\text{mJy kpc}^2} \right) \quad (2.22)$$

siendo η un factor de eficiencia que puede considerarse igual a la fracción de ionización del viento estelar que produce la emisión observada en radio continuo. Esta predicción es consistente con los resultados obtenidos a partir de un gran número de observaciones, con una eficiencia promedio $\eta \simeq 0.1$ (Figura 2.11b, Anglada y col. 1992, Anglada 1995). Esto sugiere que el mecanismo responsable de la emisión libre-libre en objetos de baja luminosidad ($\lesssim 100 L_\odot$) es la ionización producida por choques del jet con el medio ambiente de alta densidad.

En el caso de YSOs de alta luminosidad, el número de fotones UV producidos por la protoestrella es suficiente para producir fotoionización, y la emisión libre-libre observada puede ser explicada en términos de una región H II ópticamente delgada. Sin embargo, algunos YSOs masivos muy jóvenes presentan emisión continua en radio varios órdenes de magnitud más débil que la esperada para una región H II. Además, al ser observados con alta resolución, estas fuentes presentan una morfología alargada (e. g., HH 80/81: Martí, Rodríguez y Reipurth 1993; Martí, Rodríguez y Reipurth 1998; Cep A2: Rodríguez y col. 1994; Gómez y col. 1999; Curiel y col. 2006; IRAS 16547-4247: Rodríguez y col. 2008). Por otro lado, es interesante notar que las luminosidades en radio de estos jets de alta masa parecen seguir correlaciones similares a las observadas en radio jets de baja masa (Figura 2.11, Rodríguez y col. 2008, Anglada et al. en preparación). Estas evidencias sugieren que el mecanismo de ionización en radio jets térmicos de YSOs de baja masa parece estar presente también en jets de YSOs de alta masa muy jóvenes. Se espera que en estadios posteriores la fotoionización dé lugar a la formación de las regiones H II típicamente asociadas a YSOs masivos, cuya emisión finalmente domina en el rango centimétrico de longitudes de onda.

2.3.1 Radio jets no-térmicos

Además de la emisión térmica asociada a radio jets, en algunos YSOs se han reportado evidencias de una componente de emisión no térmica. Esta componente ha sido inferida a partir de la detección de emisión continua centimétrica con índices espectrales muy negativos ($\alpha < -0.1$), característicos de emisión sincrotrón. Este tipo de emisión es típicamente observada en sistemas

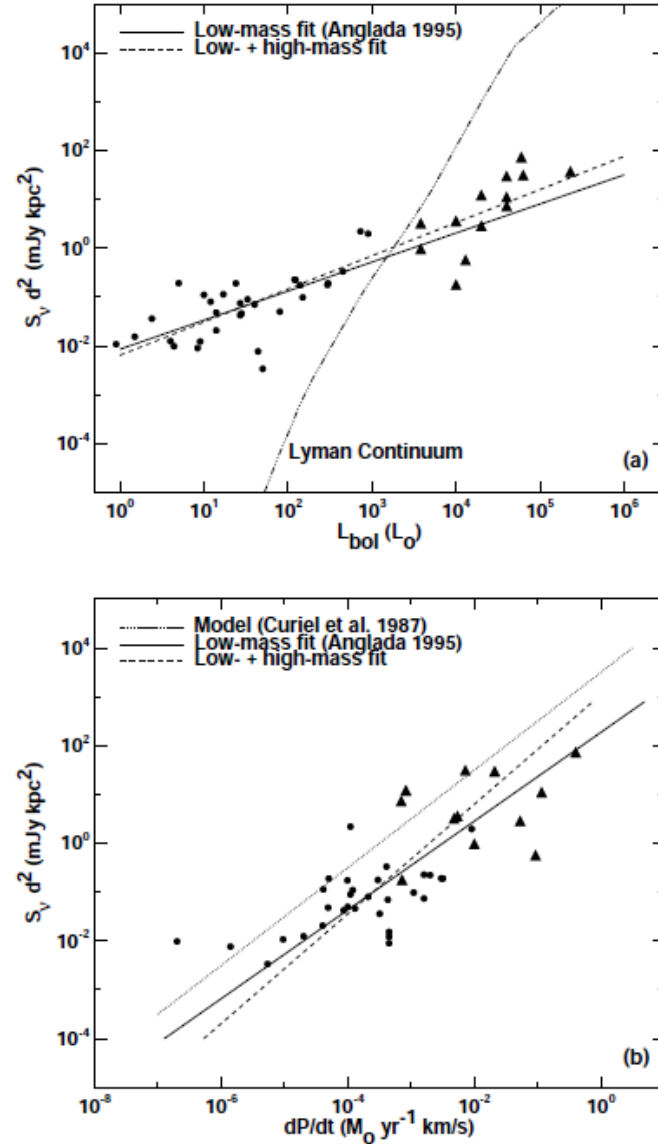


Figura 2.11: (a) Luminosidad observada en radio continuo, $S_\nu d^2$, como función de la luminosidad bolométrica, L_{bol} . S_ν es la densidad de flujo observada en longitudes de ondas centimétricas, y d es la distancia a la fuente. (b) Se grafica $S_\nu d^2$ vs la tasa de momento del flujo, \dot{P} . En ambos paneles, los círculos representan datos de YSOs de baja luminosidad (Anglada 1996), y los triángulos representan radio jets de alta luminosidad (Anglada et al., en preparación). Las líneas sólidas son ajustes de cuadrados mínimos a los datos de YSOs de baja luminosidad, mientras que las líneas punteadas ajustan YSOs de alta y baja masa. La línea de trazos y puntos en panel (a) representa los valores esperados para la radiación continua de Lyman para una estrella de edad cero en la secuencia principal con la luminosidad bolométrica dada. La línea punteada en el panel (b) representa los valores esperados para el modelo de ionización colisional de Curiel, Canto y Rodríguez 1987. Figura extraída de Carrasco-González 2010.

astrofísicos mucho más energéticos que los YSOs, que involucran material desplazándose a velocidades relativistas y choques intensos, como por ejemplo jets relativistas (e.g., Blandford, Begelman y Rees 1982), remanentes de supernova (e.g., Castro y Slane 2010), eyecciones de nova (e.g., Kantharia y col. 2014), y binarias con vientos en colisión (e.g., De Becker y Rauw 2007).

En el trabajo de Rodriguez y col. 1993 se explora la posibilidad de que estos índices tan negativos puedan ser producidos por fuentes de emisión libre-libre con distribuciones de densidad y temperatura específicas. Los resultados indican que los índices negativos observados en radio ($\alpha < -0.1$) en algunos YSOs, no pueden ser producidos por una fuente que emite únicamente radiación libre-libre. Asimismo, se explora la posibilidad de que estos índices pudieran deberse a efectos de absorción por polvo en regiones de formación estelar, en las frecuencias observadas. En este caso, los resultados indican que es posible producir índices más negativos que -0.1 cuando el material que produce la absorción se encuentra presente en densidades columnares muy altas, que por lo general no se observan en el medio interestelar. Por otro lado, densidades columnares tan elevadas volverían a la nube molecular inestable ante el colapso gravitatorio. Así, aún cuando es posible obtener índices espectrales más negativos que -0.1, la absorción por polvo no representa un escenario realista. Rodriguez y col. 1993 señalan que las peculiares fuentes con índices espectrales muy negativos halladas en regiones de formación estelar, pueden interpretarse naturalmente como fuentes emisoras de radiación sincrotrón ópticamente delgada.

Desde el punto de vista teórico se han propuesto modelos que predicen emisión no térmica en regiones de formación estelar (Araudo y col. 2007; Bosch-Ramon y col. 2010; Romero y col. 2010; Padovani y col. 2015; Padovani y col. 2016), que permiten explicar los índices espectrales negativos observados en radio (ver Sección 1.3.4). De acuerdo a estos modelos, sería posible acelerar partículas a energías relativistas en los choques terminales de jets protoestelares (ver Sección 1.3.4), en consistencia con los resultados obtenidos en esta tesis (ver Parte II). Sin embargo, la única evidencia concluyente hasta ahora de la presencia de emisión sincrotrón en un YSOs, es la detección de emisión linealmente polarizada a 6 cm en el jet HH 80-81 (Carrasco-González y col. 2010; ver Sección 1.2.4).

Luego, en base a evidencias observacionales y modelos teóricos, la detección de índices espectrales muy negativos en jets de YSOs es generalmente interpretada como radiación sincrotrón producida por una pequeña población de partículas relativistas. Estas partículas serían aceleradas en regiones de interacción del jet con el ambiente, donde se espera que coexistan componentes

de emisión térmica y no térmica.

2.4 Obtención y procesamiento de datos

Los resultados que se presentan en esta Tesis se basan en observaciones en radio frecuencias llevadas a cabo con el interferómetro VLA (*Very Large Array*), perteneciente al *National Radio Astronomy Observatory* (NRAO)⁴. Por este motivo, se introducen en esta sección conceptos básicos relacionados a la detección y el procesamiento de datos, que tienen cierta relevancia en la interpretación de los resultados presentados.

Desarrollos detallados de las técnicas de observación radiointerferométrica pueden consultarse en, por ejemplo *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II* 1999.

2.4.1 Detectores

En la actualidad, existen diversos dispositivos desarrollados específicamente para la detección de radiación electromagnética de distintas frecuencias. De un extremo del espectro electromagnético al otro, estos dispositivos difieren significativamente. Las observaciones en longitudes de onda centimétrica se llevan a cabo utilizando antenas o radio telescopios. Las antenas, son dispositivos que captan radiación electromagnética proveniente del espacio y la convierten en corrientes eléctricas en conductores, y viceversa. En el primer caso la antena es utilizada como receptor y en el segundo como emisor. Los grandes reflectores parabólicos presentes en diversos radiotelescopios sirven para coleccionar la radiación y enfocarla en la antena de alimentación (técnicamente se utiliza el término *feed*, en inglés). El término *feed* proviene de las antenas de radar utilizadas para transmisión; en este caso, el *feed* alimenta al transmisor principal. Para la detección radio-astronómica, sin embargo, las antenas funcionan al revés, de modo que el *feed* en realidad recibe la radiación colectada por el reflector.

Muchas propiedades de las antenas son las mismas tanto si funcionan como receptores o emisores (e.g., su patrón de emisión, Figura 2.12). Esta reciprocidad simplifica enormemente los cálculos y mediciones en uno y otro caso, y se enuncia claramente en el trabajo de Burke y Graham-Smith 1997: “una antena puede ser tratada como un dispositivo receptor, colectando el campo de radiación entrante y transportando señales eléctricas a las terminales de salida, o como sistema transmisor, emitiendo ondas electromagnéticas. Estos dos casos son equivalentes debido

⁴The NRAO is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

a la reversibilidad del tiempo: las soluciones de las ecuaciones de Maxwell son válidas cuando la variable temporal se invierte”.

Las antenas receptoras están optimizadas para diferentes rangos de frecuencias, llamados bandas espectrales. Estas bandas han sido clasificadas históricamente por su uso en radares: banda L (1-2 GHz), S (2-4 GHz), C (4-8 GHz), y X (8-12 GHz), entre otras. Los radio telescopios pueden observar simultáneamente gran cantidad de frecuencias al dividir la señal en canales que cubren rangos de frecuencias de unos cuantos kHz. Al combinar los canales, los receptores de nueva generación (como los de VLA) pueden obtener anchos de banda total del orden de GHz. Por otro lado, la radiación electromagnética puede descomponerse en dos estados de polarización ortogonales (e.g., circular derecha/izquierda), que normalmente se reciben y registran en forma separada. Así, cada detector puede registrar un estado de polarización de la señal, y dividirla en canales de frecuencia individual que pueden ser combinados para extender el ancho de banda y en consecuencia mejorar la sensibilidad de las observaciones.

Si una antena está direccionada hacia una fuente de brillo $I(\nu, \theta, \phi)$ $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$ (ver Figura 2.12) entonces la potencia P (en watts) detectada por la antena en un ancho de banda $\Delta\nu$ para un elemento de ángulo sólido $\Delta\Omega$ está dada por:

$$P = A(\nu, \theta, \phi) I(\nu, \theta, \phi) \Delta\nu \Delta\Omega \quad (2.23)$$

donde A es el patrón de recepción de la antena, que depende la frecuencia ν y las coordenadas angulares θ y ϕ . Por lo tanto, estos receptores sólo pueden registrar variaciones de intensidad en la potencia total recibida, no teniendo la capacidad de formar imágenes bi-dimensionales de una distribución de brillo en el cielo, en forma individual. Una forma de obtener una imagen con este dispositivo sería registrar la señal proveniente de diferentes regiones de la fuente, siendo cada detección análoga a un píxel de la imagen. Aunque no muy eficiente, este proceso es comúnmente utilizado. Una manera alternativa a este procedimiento, consiste en colocar arreglos de receptores en el plano focal de la antena (e.g., radio telescopio de 305 m de diámetro en Arecibo, Puerto Rico).

Las distorsiones introducidas por la atmósfera no son significativas en longitudes de onda de radio, por lo que la resolución angular θ de un radio telescopio está dada usualmente por el límite de difracción $\theta \propto \lambda/D$, siendo λ la longitud de onda de la radiación recibida, y D el diámetro del disco de la antena. Puede verse claramente que para mejorar la resolución angular a una dada longitud de onda, es preciso aumentar el diámetro. En la práctica, la construcción de

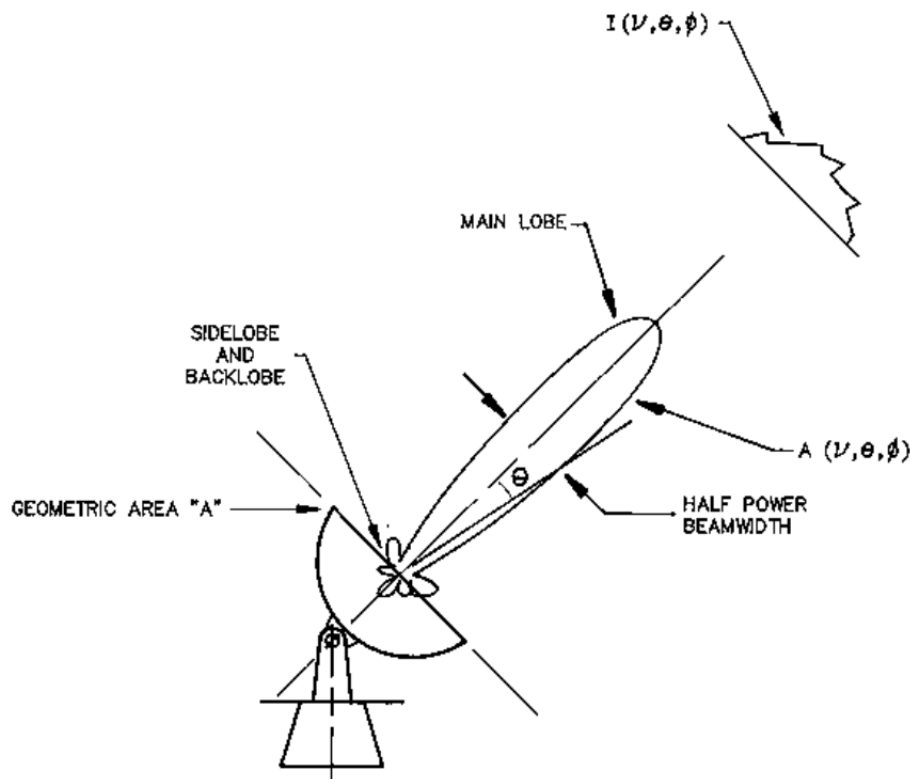


Figura 2.12: Patrón de recepción de una antena. Figura extraída de *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II* 1999.

discos de gran tamaño está limitada por cuestiones tecnológicas, siendo el radio telescopio más grande el *Five hundred meter Aperture Spherical Telescope* (FAST), en China. Un radiotelescopio de 100 m de diámetro que observe por ejemplo a una longitud de onda de 10 cm, tendrá una resolución angular de 10^{-3} radianes $\sim 10'$, que es una resolución muy pobre para muchos objetivos científicos.

2.4.2 Interferometría

La radiointerferometría, es una herramienta muy valiosa que permite obtener imágenes y mejorar considerablemente la resolución angular. Esta técnica combina la señal detectada por dos o más telescopios individuales para formar una imagen cuya resolución angular θ depende de la separación B de las antenas (línea de base): $\theta \propto \lambda/B$.

La señal llega a distintas antenas con un determinado retraso temporal (τ) producido por la disposición espacial de las mismas. Las señales de salida de cada antena son combinadas posteriormente en el *correlador*, que las multiplica y promedia en el tiempo (Figura 2.13). Así, es

posible combinar la señal de varias antenas pequeñas, separadas por ejemplo, por una distancia de 5 km, para obtener una resolución angular equivalente a una antena de 5 km de diámetro. Ya que la sensibilidad de la observación escala con el área colectora (proporcional al número de antenas y al cuadrado de sus diámetros), el resultado final no es completamente equivalente al que se obtendría con una antena de diámetro igual a la mayor línea de base del arreglo.

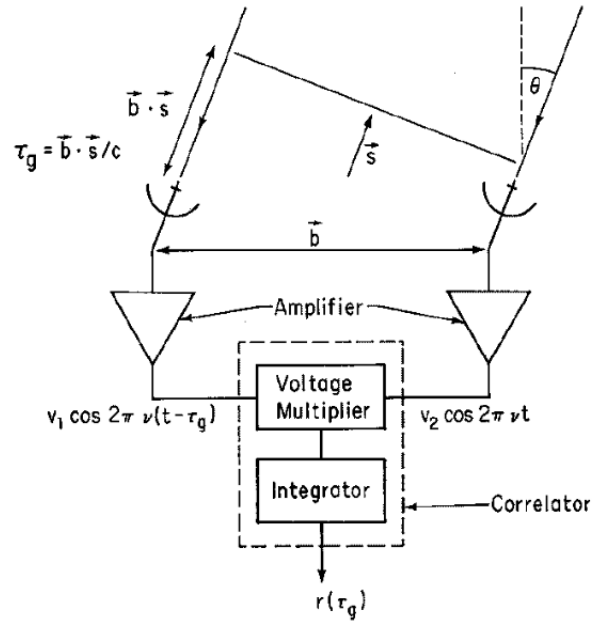


Figura 2.13: Diagrama esquemático simplificado de un interferómetro de dos elementos. Figura extraída de *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II* 1999.

La señal correlacionada de las antenas, puede expresarse convenientemente como un número complejo llamado visibilidad. La amplitud de la visibilidad es proporcional al producto de las ganancias de cada antena, mientras que su fase contiene información de la longitud y orientación de la línea de base. Para cada par de antenas, frecuencia, estado de polarización, e intervalo de tiempo de integración (valores típicos son del orden de uno o dos segundos), se obtiene una medición de la visibilidad compleja. La visibilidad es la magnitud de salida del correlador, y constituye el elemento básico de los datos radiointerferométricos. Puede demostrarse que el conjunto de visibilidades en observaciones interferométricas es la transformada de Fourier de la distribución de intensidades de la fuente en el plano del cielo.

Las visibilidades se expresan generalmente en un sistema de coordenadas rectilíneas (u, v, w) : w se define en dirección hacia la fuente observada, mientras que (u, v) representa un plano per-

pendicular a esa dirección. Estas coordenadas miden distancias lineales y son convenientemente expresadas en unidades de la longitud de onda observada. Las coordenadas u y v de las visibilidades corresponden a la separación de las antenas, proyectada en el plano u - v , tal como se vería desde la fuente (Figura 2.14). Pequeñas distancias en el plano u - v , corresponden a líneas de base de antenas cercanas y frecuencias espaciales bajas de la fuente observada, por lo tanto, estos datos son sensibles a escalas angulares grandes (baja resolución). Asimismo, grandes distancias en el plano u - v corresponden a líneas de base de antenas muy separadas y altas frecuencias espaciales, que proporcionan mayor resolución angular. Es preciso notar que la menor separación espacial de las antenas en un arreglo, impone un límite superior a las frecuencias espaciales más bajas que el interferómetro es capaz de medir, i.e. un límite inferior a las escalas angulares capaz de detectar.

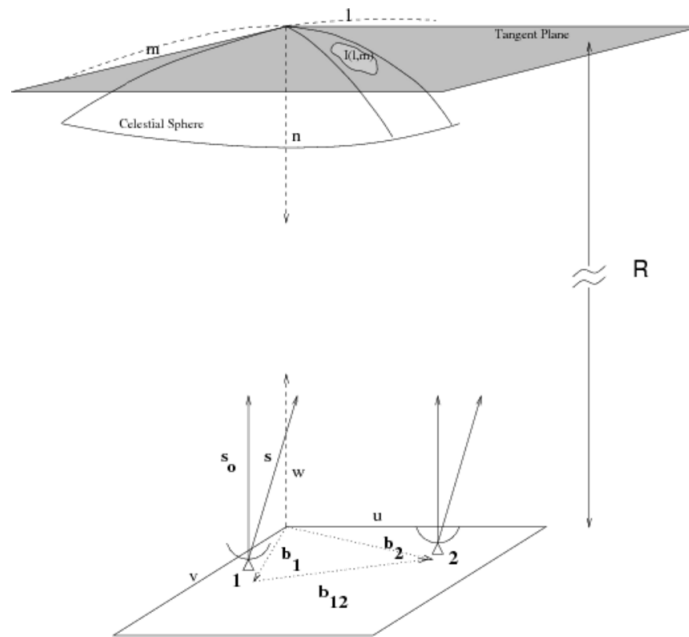


Figura 2.14: Se esquematizan dos antenas b_1 y b_2 , y la línea de base entre ellas b_{12} . Se muestra el plano u - v , y la aproximación 2D de la esfera celeste como plano tangente en el origen del sistema de coordenadas en cielo. Los vectores s_0 y s indican la dirección hacia el origen de coordenadas en el cielo y un punto arbitrario de la fuente, respectivamente. Figura extraída de <http://www.aoc.nrao.edu>.

El movimiento de rotación terrestre produce naturalmente la variación de la distancia relativa proyectada de un par de antenas, dando lugar a diferentes valores de visibilidad en distintas posiciones del plano u - v . Ya que la distribución de intensidad de la fuente es una magnitud real y las visibilidades son magnitudes complejas, una medición de visibilidad proporciona dos valores

en el plano un $u-v$, i.e., (u,v) y su complejo conjugado $(-u,-v)$. Luego, la mejor cobertura posible del plano $u-v$ para un dado arreglo de antenas se obtiene para un tiempo de observación de 12 hs. Por otro lado, para distintas longitudes de onda observadas, una misma línea de base proyectada representa valores diferentes de u y v , y en consecuencia se obtiene una mejor cobertura del plano. Cuanto mayor sea la cobertura del plano $u-v$, más detallada y profunda será la imagen obtenida de la distribución de brillo en el cielo. En consecuencia, observaciones largas en rangos espectrales amplios mejoran la calidad de las imágenes obtenidas.

Ya que la cobertura del plano $u-v$ no es completa, la imagen de la fuente observada reconstruida mediante la transformada de Fourier del plano $u-v$, carecerá de escalas angulares correspondientes a las frecuencias espaciales faltantes en dicho plano. Por este motivo, la respuesta del arreglo de antenas a una fuente puntual (*point spread function*, PSF) ya no corresponde a un disco de Airy (como es el caso de una apertura circular), sino a un patrón mucho más complejo conocido como “haz sucio” (panel b, Figura 2.15). La PSF del interferómetro puede ser interpretada como la transformada de Fourier de una función de muestreo. Esta función representa las posiciones del plano $u-v$ para las cuales pueden medirse las visibilidades (panel e, Figura 2.15). Luego, si la imagen resultante es considerada como una colección de fuentes puntuales, cada punto de la imagen estará afectado por el patrón de la PSF, y en consecuencia la imagen obtenida es frecuentemente llamada imagen “sucia” (panel c, Figura 2.15).

La región central del patrón de la PSF puede ser aproximada por una función Gaussiana bi-dimensional, conocida como “haz sintetizado”, y que usualmente es considerado como la resolución de la imagen. En estos casos, los respectivos anchos Gaussianos están dados por los valores angulares en los cuales el haz sucio alcanza la mitad de su potencia máxima (HPBW). Como resultado de este proceso, es posible obtener una imagen desafectada del patrón complejo de la PSF, usualmente llamada imagen “limpia”. Este procedimiento es conocido como *cleaning* y debe ser efectuado posteriormente a la calibración de los datos.

2.4.3 Calibración: aspectos básicos

Como todo instrumento de medición, un radiointerferómetro introduce ciertas incertezas en las cantidades medidas, asociadas con aspectos técnicos de la detección, e.g. respuesta en frecuencia, variación de la respuesta en función del tiempo, entre otros. Existen además factores físicos que pueden afectar a las observaciones, e.g., fluctuaciones en las condiciones atmosféricas.

El principal objetivo del proceso de calibración es corregir los efectos instrumentales y/o con-

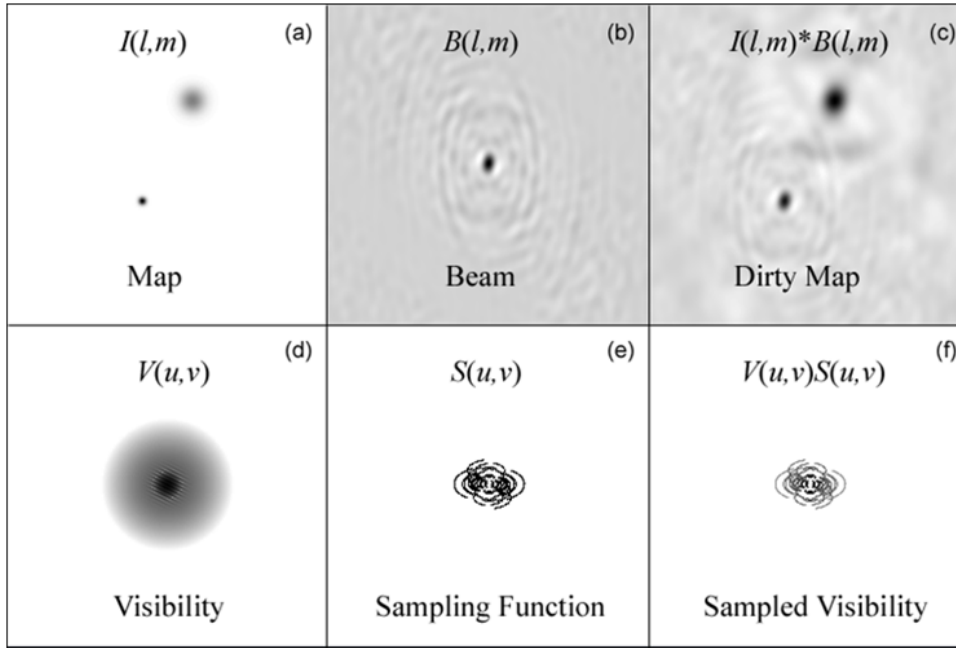


Figura 2.15: Se esquematiza el proceso de formación de imágenes. (a) Distribución de brillo de la fuente en el plano del cielo, cuya transformada de Fourier es la visibilidad $V(u,v)$ (panel d); (e) Función de muestreo que indica los puntos del plano $u-v$ en donde pueden medirse las visibilidades; (b) La PSF (haz sucio) representa la transformada de Fourier de la función de muestreo (panel e); (f) Visibilidades medidas en el plano $u-v$, de acuerdo a la función de muestreo; (c) Se muestra la imagen “sucia” (distribución de brillo de la fuente convolucionada con la PSF), obtenida como la transformada de Fourier de panel (f). Imagen extraída de <https://web.njit.edu>.

diciones climáticas locales que puedan interferir con el resultado científico de las observaciones, de modo que éstas puedan ser comparadas con otras observaciones (e.g., de diferentes épocas, otros instrumentos, otras frecuencias, etc.) y predicciones teóricas.

En radioastronomía, y en particular en interferometría, se pueden identificar los siguientes pasos generales de calibración: calibración del instrumento por el personal del observatorio, calibración de las condiciones de observación por el observador, y calibración de los resultados científicos por quien analiza los datos.

La manera más sencilla de saber si la señal producida por el instrumento corresponde la medición esperada, es introducir una señal conocida y analizar la señal resultante. Luego, el proceso de calibración proporciona las correcciones que deben ser aplicadas a un set de datos para obtener la verdadera representación de la señal de entrada. Una señal típica para calibrar la respuesta observacional total de un radiointerferómetro se obtiene al observar una fuente puntual: una señal que puede considerarse proveniente de un objeto simple y aislado, con densidad de flujo

constante conocida, y valores conocidos de la polarización en función de la frecuencia, y posición absoluta en el cielo. Para interferómetros de alta resolución angular y alta sensibilidad como VLA, estos objetos son muy escasos, por lo que frecuentemente se recurre a fuentes aproximadamente puntuales (con densidades de flujo no necesariamente constantes). Muchas de estas fuentes se encuentran en la lista de calibradores de VLA⁵.

En cualquier observación estándar, se deben realizar calibraciones para establecer la escala absoluta de la densidad de flujo observada, corregir la respuesta en frecuencia del interferómetro en el ancho de banda observado (calibración de *bandpass*), y calibración de efectos con dependencia temporal (amplitud y fase de la ganancia compleja) derivados de condiciones atmosféricas e instrumentales. Una guía sobre los procedimientos de calibración estándar de datos obtenidos con VLA puede consultarse en el sitio web <https://science.nrao.edu/facilities/vla/docs/manuals/obsguide/calibration>.

En esta tesis se trabajó con datos del interferómetro VLA, que fueron calibrados con el paquete de reducción de datos CASA⁶

2.4.4 Imágenes

Luego de haber calibrado las amplitudes y las fases de las visibilidades y haber establecido la escala de flujo absoluta de las mediciones, las visibilidades en el plano u - v están listas para ser convertidas a la distribución de densidad de flujo observada en el campo de visión. Como se mencionó anteriormente, esto se logra mediante la transformada de Fourier de las visibilidades complejas, sin embargo, este proceso no es directo. La imagen resultante tiene una resolución dada por el haz sucio (i.e., la respuesta del interferómetro a una fuente puntual). Esta imagen puede desafectarse del haz sucio mediante el procedimiento conocido como *cleaning*. Existen diversos algoritmos para realizar este proceso; entre ellos, el más comúnmente utilizado es CLEAN (Hgbom 1974), con el cual se trabajó en esta Tesis. El proceso de *cleaning* consiste en substraer la estructura del haz sucio de la región más brillante de la imagen sucia de manera recursiva. Cuando no hay fuentes detectadas por encima del nivel de ruido, el algoritmo se detiene. Como resultado de este proceso se obtiene una imagen que muestra el ruido residual en el campo de visión, y una lista que contiene las posiciones de las componentes puntuales que han sido removidas y la densidad de flujo removida en cada caso. Finalmente, la distribución

⁵<https://science.nrao.edu/facilities/vla/observing/callist>

⁶The Common Astronomy Software Applications, CASA, es un software producido y mantenido por NRAO. <http://casa.nrao.edu>

de la densidad de flujo en el plano del cielo es recuperada sumando a la imagen residual todas estas componentes extraídas, pero convolucionadas con un haz sintetizado. Este haz puede ser aproximado con una función Gaussiana bi-dimensional cuyo ancho esta dado por el HPBW del haz sucio, y representa un parámetro conveniente para describir la resolución de la imagen obtenida. El proceso es esquematizado en Figura 2.16⁷.

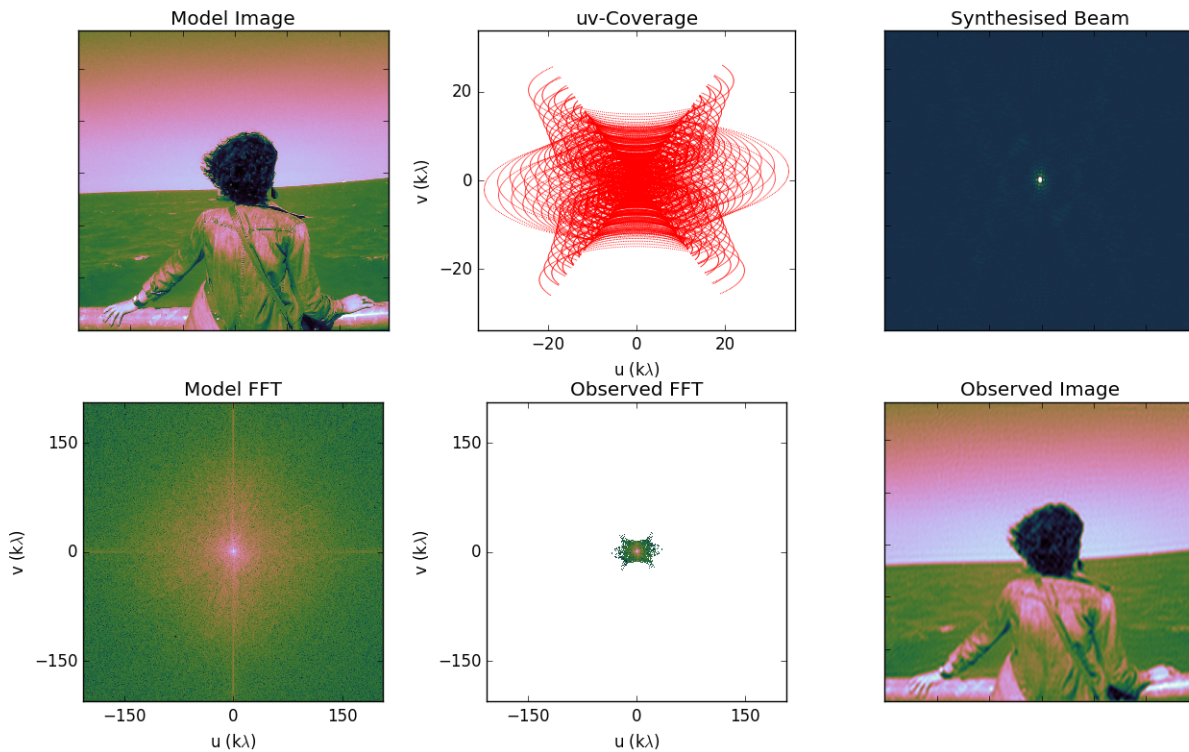


Figura 2.16: Se muestra una observación simulada del interferómetro VLA en configuración D (la más compacta), a una frecuencia de 10 GHz. El panel superior izquierdo muestra la imagen modelo, mientras que el panel inferior derecho muestra la imagen observada después del procesamiento *cleaning*.

En la mayoría de los casos, la cobertura del plano u - v no es uniforme, ya que por lo general se tiene gran cantidad de antenas con líneas de base cortas y menos con líneas de base largas. Por este motivo los datos pueden ser ponderados de diferentes maneras durante el proceso de *cleaning*, dependiendo de los requerimientos científicos para el objeto estudiado. Estas ponderaciones pueden determinarse por la densidad de visibilidades en diferentes regiones del plano u - v ,

⁷Figura obtenida utilizando el software *Friendly Virtual Radio Interferometer tool*, desarrollado por Cormac R. Purcell y Roy Truelove, 2017. <https://crpurcell.github.io/friendlyVRI>. Imagen modelo: Río de La Plata, por Adela Kamenetzky.

que para tal propósito es dividido en una cuadrícula de celdas. Las ponderaciones más comunes son *natural* y *uniforme*; casos intermedios entre estos pesajes pueden obtenerse mediante la ponderación de Briggs (Briggs 1995), parametrizada por el parámetro *robust*:

- Natural: asigna un peso constante a todas las visibilidades, y en consecuencia las regiones más cubiertas del plano u-v dominan en el proceso de deconvolución. En este caso el haz sintetizado es grande, pero la sensibilidad es óptima, en particular para emisión extendida. Así, esta ponderación proporciona buena sensibilidad y bajo nivel de ruido, pero baja resolución.
- Uniforme: en este caso, cada celda del plano u-v tiene el mismo peso, independientemente de la cantidad de visibilidades que contiene. En consecuencia, las visibilidades de una región poblada son subestimadas, en tanto que incrementa la influencia de visibilidades más aisladas, correspondientes a grandes distancias u-v. En este caso, se obtiene buena resolución, pero mayor nivel de ruido.
- Briggs: el parámetro de parametrización *robust* toma valores que van desde -2 (pesaje uniforme) a $+2$ (pesaje natural). Al disminuir el parámetro *robust* desde $+2$, la resolución angular aumenta, pero la sensibilidad disminuye. Luego, un valor intermedio cercano a 0 permite obtener un buen compromiso entre sensibilidad y resolución. En la práctica, cuando se tienen fuentes con emisión extendida y compacta en una misma región, la variación de este parámetro permite obtener imágenes con diferentes resoluciones angulares para estudiar las distintas componentes presentes.

El proceso de *cleaning* puede implementarse en forma automática; sin embargo, cuando existen fuentes muy intensas en el campo y la cobertura del plano u-v es pobre, la imagen resultante podría contener estructuras que no están presentes en el campo observado, sino que son resultado del proceso. Por ello, en muchos casos este procedimiento se realiza en forma manual, es decir, que en cada paso iterativo, el usuario decide qué regiones del cielo deben ser “limpiadas”, y cuándo dar fin al proceso.

Parte II



3. La Fuente Triple en Serpens

En este capítulo se presenta el análisis de nuevas observaciones de la fuente triple en radio continuo en la región de formación estelar de Serpens, obtenidas con el radio interferómetro JVL A en un amplio rango espectral. La alta sensibilidad y resolución angular alcanzadas en estos nuevos datos, permiten realizar un análisis profundo de la naturaleza de la emisión dominante en las diferentes componentes del radio jet. Asimismo, se presenta un análisis de la cinemática del jet, basado en la medición de movimientos propios en un intervalo de tiempo de 18 años.

3.1 Introducción

La nube molecular de Serpens, ubicada a una distancia de 436 ± 9 pc (Ortiz-León y col. 2017), es una región de formación estelar activa, extensamente estudiada desde que Strom, Grasdalen y Strom 1974 y Strom, Vrba y Strom 1976 descubrieran allí los primeros signos de formación estelar. Esta nube, consiste en dos condensaciones densas separadas por ~ 3 minutos de arco (~ 0.38 au); la región más septentrional contiene al llamado núcleo de Serpens (también conocido como Serpens Norte o Cúmulo A, Harvey y col. 2006), asociado a un cúmulo de YSOs profundamente embebido en la nube molecular, y cuya extinción visual es superior a 40 magnitudes. En esta subregión se encuentra inmerso el radio jet conocido como la “fuente triple en radio continuo en Serpens”, descubierto en 1980 por Rodríguez y colaboradores (Rodríguez y col. 1980). Este jet es impulsado por una protoestrella Clase 0 (e.g., Hurt y Barsony 1996) de luminosidad intermedia $300 L_{\odot}$ (Harvey, Wilking y Joy 1984), identificada primeramente en el

infrarrojo lejano por Harvey, Wilking y Joy 1984 como FIRS 1 (IRAS 18273+0113), conocida también por su designación sub-milimétrica como Serpens SMM 1 (Casali, Eiroa y Duncan 1993). La fuente triple en radio en Serpens, con una extensión proyectada de ~ 8000 au, consiste en una fuente central y dos lóbulos que emergen de la misma, desplazándose en direcciones opuestas (sureste-noroeste). Los estudios llevados a cabo por Rodríguez y col. 1989 mediante observaciones a 6 y 2 cm, mostraron que la fuente central presenta un índice espectral positivo, característico de emisión térmica, mientras que las dos componentes exteriores presentan índices espectrales negativos, sugiriendo por primera vez la existencia de una componente de emisión no térmica (sincrotrón) en un YSO. Estos autores también reportaron un veloz desplazamiento de las componentes externas ($\sim 0.12''$ por año), lo cual, sumado a la detección de emisión no térmica, convierten a esta fuente en un interesante objeto de estudio, que podría revelar el nacimiento de un sistema Herbig-Haro (Curiel y col. 1993).

La importancia histórica de esta fuente en relación a la presencia de emisión no térmica en jets de YSOs, y los grandes avances tecnológicos en la detección de radio-frecuencias producidos en la última década, han motivado la profundización del estudio de la fuente triple en Serpens. Para ello se emplean nuevos datos de alta sensibilidad, obtenidos con el radio interferómetro *Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA)* en diferentes longitudes de onda. Asimismo, se procesan datos de alta resolución angular disponibles en la base de datos de JVLA, para estudiar la cinemática del jet. Los resultados obtenidos se discuten en el contexto de aceleración de partículas y de la presencia de radiación sincrotrón.

3.2 Observaciones

Las observaciones de la Fuente Triple en Radio en Serpens se llevaron a cabo con el radio-interferómetro JVLA. Se observó la emisión continua en las bandas espectrales S, C, y X (correspondiente a los rangos de frecuencia 2-4 GHz, 4.5-6.5 GHz, y 8-10 GHz, respectivamente) en la configuración B, durante las fechas 12 y 16 de Junio del año 2012 (código del proyecto: 12A-240). Para cada banda, se observó un ancho de banda continuo total de 2 GHz, dividiéndose en 1024 canales de 2 MHz. Las calibraciones en flujo y bandpass fueron realizadas con el calibrador 3C286, mientras que para la calibración en ganancia compleja se observó la fuente 1824+1044 cada 10 minutos. Asimismo se realizó la calibración en polarización utilizando 3C286 como calibrador de ángulo de polarización, y la fuente no-polarizada 2355+4950 como calibrador de leakage. El centro de fase para las observaciones fue $\alpha(\text{J2000})=18^h 29^m 49.8^s$,

Cuadro 3.1: OBSERVACIONES

Fecha de Observación	Configuración VLA	Frecuencia (GHz)	Calibrador de Flujo	Calibrador de Fase	Calibrador de Leakage
1993 Jan 09	A	6.0	3C 286	J1751+096	—
1994 Mar 21	A	6.0	3C 286	J1751+096	—
1995 Jul 13	A	6.0	3C 286	J1751+096	—
1998 May 09	A	6.0	3C 286	J1751+096	—
1998 May 30	A	6.0	3C 286	J1751+096	—
1998 Jun 01	A	6.0	3C 286	J1751+096	—
2000 Oct 27	A	6.0	3C 286	J1751+096	—
2011 Jun 26 ^a	A	6.0	3C 286	J1804+010	—
2012 Jun 12	B	3.0	3C 286	J1824+1044	J2355+4950
2012 Jun 12	B	6.0	3C 286	J1824+1044	J2355+4950
2012 Jun 12	B	10.0	3C 286	J1824+1044	J2355+4950
2012 Jun 16	B	3.0	3C 286	J1824+1044	J2355+4950
2012 Jun 16	B	6.0	3C 286	J1824+1044	J2355+4950
2012 Jun 16	B	10.0	3C 286	J1824+1044	J2355+4950

^a Ver Ortiz-León y col. 2015 para una descripción completa de estas observaciones.

$\delta(\text{J2000})=+01^{\circ}15'20.6''$.

Además de estas observaciones, se analizaron datos disponibles en los archivos de VLA¹, correspondientes a 8 épocas entre 1993 y 2011, abarcando un período de 18 años. Estos datos fueron obtenidos en banda C (4.8 GHz) y configuración A, con un ancho de banda continuo total de 100 MHz. La calibración en flujo y fase se realizó mediante la observación de 3C286 y 1751+096, respectivamente.

Los datos fueron calibrados con el paquete de reducción de datos CASA (versión 4.1.0) siguiendo los procedimientos estándar aplicados a observaciones de JVLA. Los nuevos datos observacionales fueron procesados utilizando la tarea *clean* de CASA, y síntesis multi-frecuencia (con parámetro $n\text{terms}^2=2$, Rau & Cornwell 2011). A fin de analizar la distribución espectral

¹<https://archive.nrao.edu/archive/advquery.jsp>

²Número de coeficientes de Taylor que se utilizan para modelar la dependencia de la emisión con la frecuencia.

de energía de las distintas componentes del jet, se elaboraron imágenes en once frecuencias en el rango 2.7-9.8 GHz, y ocho en el intervalo 4.7-9.8 GHz. Estas imágenes fueron ponderadas utilizando diferentes valores del parámetro *robust* de la tarea *clean*, desde -2 (pesaje uniforme) a $+2$ (pesaje natural) (Briggs 1995). Para favorecer la correcta medición del flujo de las fuentes, las imágenes en cada rango fueron convolucionadas a la misma resolución (2.6'' en el primer rango, y 1.4'' en el segundo). Asimismo, para estudiar la presencia de polarización lineal, se construyeron imágenes de bandas S, C, y X (con un ancho de banda de 2 GHz), y una imagen combinada de bandas S+C+X (con un ancho de banda total de 6 GHz) para estudiar la distribución espacial de índices espectrales en el jet. Además, a partir de los datos de archivo de diferentes épocas, se elaboraron imágenes de alta resolución con un ancho de banda de 100 MHz, para estudiar la cinemática del jet. Dado el ancho de banda de estos datos, se estableció *nterms*=1 en la tarea *clean*. Estas imágenes fueron convolucionadas a la misma resolución.

Las tablas 3.1 y 3.2 muestran un resumen de las observaciones y los parámetros de las imágenes utilizadas en el desarrollo de este trabajo, respectivamente.

3.3 Resultados

En Figura 3.1 se muestra la superposición de emisión continua (contornos) obtenida a partir de todos los datos tomados en configuración B en las bandas S, C y X, y el mapa de índice espectral (escala de color) obtenido mediante *multifrequency synthesis cleaning*. En esta Figura puede verse claramente la morfología tipo jet de la fuente triple en Serpens. Se identifican cuatro componentes: una fuente central elongada (C) y tres nudos externos (NW, NW_C y SE). Las componentes C, NW_C, y NW se encuentran conectadas por emisión extendida, mientras que entre la fuente central y la SE no se detecta una emisión extendida similar. El nudo SE se encuentra dividido en dos componentes (SE_N y SE_S) que se identifican claramente en imágenes de mayor resolución angular (Figura 3.3). A continuación se discuten las características del radio jet.

3.3.1 Índices Espectrales y Distribuciones Espectrales de Energía

Para estudiar la naturaleza de la emisión en radio de la fuente triple en Serpens, se confeccionó un mapa de índice espectral que se muestra en Figura 3.1. Con el mismo fin, se midieron los flujos de cada componente en el rango 2-10 GHz, a partir de los cuales se obtuvo su distribución

nterms= 1 equivale a asumir que la emisión no depende de la frecuencia, mientras que *nterms*=2 tiene en cuenta la pendiente del espectro

Cuadro 3.2: PARÁMETROS DE LAS IMÁGENES

Fecha	Banda	Configuración	Ancho de Banda (GHz)	Pesaje	Beam Sintetizado	PA (grados)
1993 Jan 09	C	A	0.1	Robust = 0	0.47''	–
1994 Mar 21	C	A	0.1	Robust = 0	0.47''	–
1995 Jul 13	C	A	0.1	Robust = 0	0.47''	–
1998 ^a	C	A	0.1	Robust = 0	0.47''	–
2000 Oct 27	C	A	0.1	Robust = 0	0.47''	–
2011 Jun 26	C	A	0.1	Natural	0.47''	–
2012 ^b	S	B	2.0	Natural	3.20'' × 2.34''	-26
2012 ^b	C	B	2.0	Natural	1.52'' × 1.41''	-15
2012 ^b	X	B	2.0	Natural	1.30'' × 0.83''	-45
2012 ^{b,c}	S	B	0.38	Uniform	2.60''	–
2012 ^{b,d}	C	B	0.51	Natural	2.60''	–
2012 ^{b,e}	X	B	0.51	Natural	2.60''	–
2012 ^{b,d}	C	B	0.51	Uniform	1.40''	–
2012 ^{b,e}	X	B	0.51	Uniform	1.40''	–
2012 ^b	S+C+X	B	6.0	Robust = 0	1.07'' × 0.80''	58

^a Datos combinados correspondientes al 09/05, 30/05, y 01/06.

^b Datos combinados correspondientes al 12/06, y 16/06.

^c Tres imágenes en banda S, centradas en las frecuencias 2.69, 3.06, y 3.43 GHz.

^d Cuatro imágenes en banda C, centradas en las frecuencias 4.74, 5.25, 5.74, y 6.25 GHz.

^e Cuatro imágenes en banda X, centradas en las frecuencias 8.24, 8.75, 9.24, y 9.75 GHz.

espectral de energía (SED, por sus siglas en inglés) (Figura 3.2). Tanto el mapa de índice espectral como las SEDs muestran que la fuente central, los lóbulos y la emisión extendida, presentan diferencias en la naturaleza de su emisión en radio. En el mapa de índice espectral puede verse que la fuente central presenta $\alpha \sim 0.3$ consistente con el valor determinado por la SED (0.28 ± 0.02), lo que indica emisión libre-libre parcialmente ópticamente delgada en acuerdo con los valores típicos medidos en radio jets (e.g. Anglada, Rodríguez y Carrasco-Gonzalez 2015; Carrasco-González y col. 2015). En contraste, el resto de la emisión posee índices espectrales planos

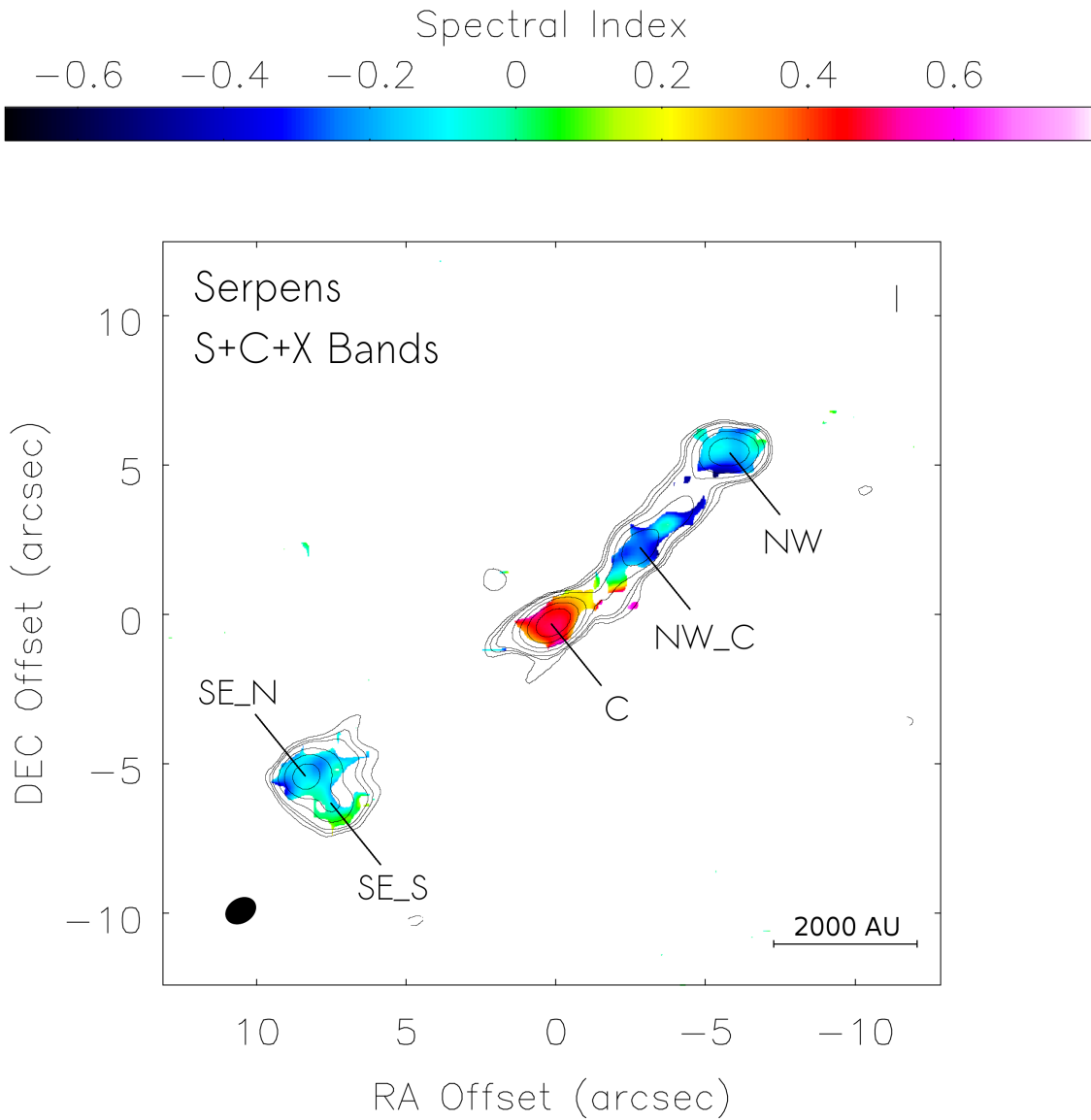


Figura 3.1: Superposición de la imagen en radio continuo realizada con datos combinados de bandas S, C, y X correspondientes a la época 2012 (contornos) sobre la imagen de índice espectral (escala de color). Los contornos corresponden a $-4, 4, 6, 8, 16, 31, 64$, y 128 veces el rms de la imagen en radio continuo, $6\mu\text{Jy/beam}$. El haz sintetizado es $1.07'' \times 0.80''$ con un PA de -58° . Los píxeles que se muestran en la imagen de índice espectral son aquellos para los cuales el error en el índice espectral es menor que 0.1 . Las fuentes discutidas en este trabajo (fuente central C, y los nudos externos, SE_N, SE_S, NW y NW_C) se indican en la Figura.

($\alpha \sim 0$) o negativos, lo que sugiere emisión libre-libre ópticamente delgada o emisión no térmica, respectivamente.

El índice espectral de NW es -0.35 ± 0.02 lo que implica un origen no-térmico de la emisión, ya que una fuente de emisión libre-libre no puede producir por sí sola índices espectrales negativos $\alpha < -0.1$ (Rodríguez y col. 1993). La SED del nudo SE es la más difícil de interpretar: a partir de imágenes de alta resolución angular puede verse que esta fuente está compuesta por dos radio nudos (SE_N y SE_S, separados por $\sim 1.2''$, ver Figura 3.3); sin embargo, la resolución angular de las imágenes a partir de las cuales fueron medidos los flujos, no es lo suficientemente alta como para separar la emisión de ambas componentes ($\sim 2.6''$), lo que resulta en una SED aproximadamente plana (ver Figura 3.2, panel inferior izquierdo). No obstante, al medir el flujo con mayor resolución angular (en el rango 4.5-10 GHz, con pesaje uniforme; tamaño del haz = $1.4''$), se obtiene un índice espectral negativo (-0.36 ± 0.03) para la componente SE_N. Por lo tanto, se asume que la SED obtenida para la fuente SE a partir de los flujos medidos con baja resolución angular puede descomponerse en una contribución de emisión no térmica (correspondiente a SE_N) más una componente de emisión térmica (que procede probablemente de SE_S) (Figura 3.2). Para la componente NW_C también se obtiene un espectro plano (panel inferior derecho en Figura 3.2); sin embargo, a partir de la imagen de índice espectral (con resolución angular $1.07'' \times 0.80''$), puede verse que en el pico de emisión de NW_C $\alpha \sim -0.3$. Esto sugiere que la contribución de emisión libre-libre ópticamente delgada proviene de la emisión extendida que rodea a la componente NW_C, y que no puede ser resuelta en los mapas de baja resolución angular a partir de los cuales ha sido determinada la SED. En consecuencia, se concluye que la componente NW_C también presenta un origen no-térmico.

3.3.2 Polarización

Con la motivación de la detección de emisión centimétrica con índices espectrales negativos en los radio nudos, y el antecedente de detección de emisión sincrotrón linealmente polarizada en el radio jet HH 80-81 (Carrasco-González y col. 2010), se llevó a cabo el estudio de la polarización en la fuente triple en Serpens. Para ello se utilizaron datos tomados con VLA en bandas S, C, y X (ancho de banda 2 GHz), que representan los más sensitivos existentes hasta la fecha de la región de Serpens, y permiten efectuar las calibraciones necesarias para detectar emisión polarizada. No obstante, al analizar las imágenes no se reportó emisión polarizada linealmente en las regiones con índices espectrales negativos. En Tabla 3.3, se presentan los

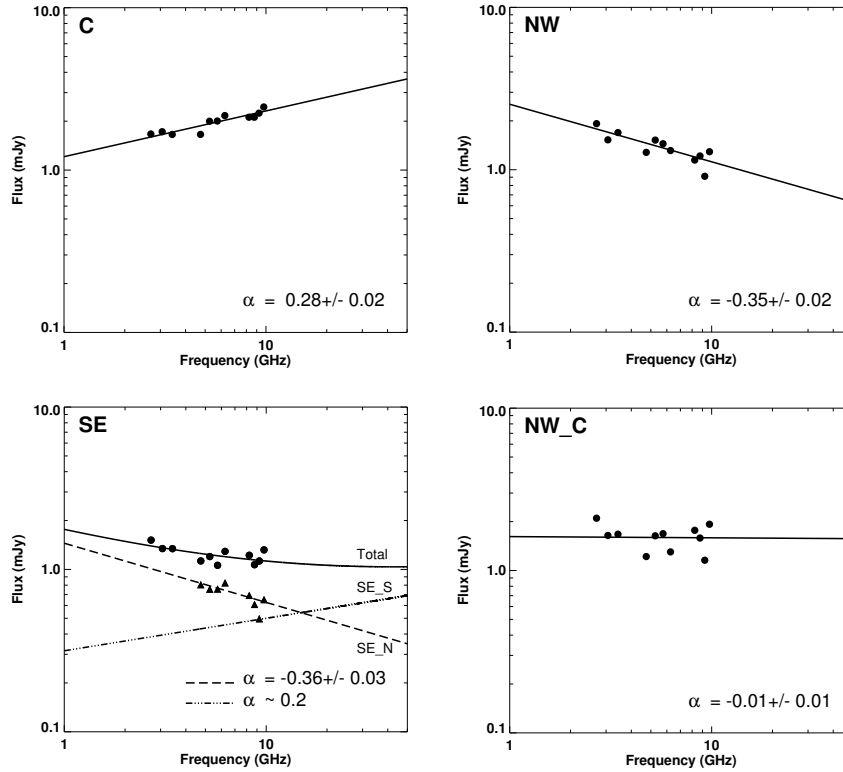


Figura 3.2: Distribución espectral de energía de los radio nudos en la fuente triple en Serpens, correspondientes a la época 2012 (Tabla 4.1). Las densidades de flujo fueron obtenidas a partir de ajustes Gaussianos en imágenes convolucionadas a $2.60''$ (ver Tabla 4.1). Las líneas sólidas en los paneles C y NW son ajustes lineales de cuadrados mínimos al logaritmo de los datos. En el panel SE, los círculos corresponden a la densidad de flujo total del nudo SE ($SE_N + SE_S$) medidos en las imágenes de baja resolución angular, y convolucionados a las dimensiones del haz de banda S ($2.60''$). Los triángulos representan las densidades de flujo de la componente SE_N , obtenidas a partir de imágenes de mayor resolución angular en bandas C y X (pesaje uniforme; haz= $1.40''$; ver Tabla 4.1); estos datos con mayor resolución angular sugieren un índice espectral negativo para la fuente SE_N . La línea a trazos es un ajuste de cuadrados mínimos a estos datos de alta resolución angular, que muestra un índice espectral negativo. La SED del la fuente SE_S , obtenida como la diferencia entre el flujo total de SE y el flujo de SE_N (línea punto-guión) presenta un índice espectral positivo. En el panel NW_C se muestra un ajuste lineal de cuadrados mínimos al logaritmo de los datos para el nudo NW_C , obteniéndose un espectro plano.

límites superiores estimados para el grado de polarización en los diferentes nudos de emisión no térmica, lo que implica que la emisión linealmente polarizada, si estuviera presente, tendría un grado de polarización inferior al 10%.

Existen dos posibilidades para un grado de polarización tan bajo. En primer lugar, una importante diferencia entre HH 80-81 (con grado de polarización entre $\sim 10 - 30\%$) y la fuente

triple en Serpens es que la emisión sincrotrón del primero parece ser detectada en gran parte del radio jet, de 0.1 a 0.5 pc desde la protoestrella (ver Carrasco-González y col. 2010; Carrasco-González y col. 2013); entonces es probable que la mayor parte de la emisión polarizada se origine en un jet muy colimado, donde se espera que el campo magnético esté bien ordenado. En efecto, las líneas de campo magnético en HH 80-81 parecen ser paralelas a la dirección del jet (Carrasco-González y col. 2010). Un campo magnético ordenado daría origen a un grado de polarización relativamente alto. En el caso de Serpens, la emisión no térmica parece detectarse principalmente en los choques del jet contra el medio ambiente, donde probablemente el material del jet sea más turbulento. Esto podría producir que el campo magnético estuviera muy desordenado en las regiones de choque, resultando en un grado de polarización muy bajo. Una segunda posibilidad es que la densidad electrónica en las regiones de choque sea lo suficientemente alta como para producir fuertes efectos de rotación de Faraday en el ángulo de polarización, resultando en un grado de polarización muy bajo al observarse la fuente en un gran ancho de banda espectral (2 GHz). Si este fuera el caso, para detectar emisión con mayor grado de polarización sería necesario confeccionar imágenes de menor ancho de banda (como en caso de HH 80-81 en Carrasco-González y col. 2010). Sin embargo, las observaciones de la fuente triple en Serpens que aquí se analizan, se llevaron a cabo con poco tiempo de integración (~ 1 hs.), y la alta sensibilidad alcanzada se debe a los grandes anchos de banda espectral utilizados. En estas condiciones, las imágenes obtenidas con menor ancho de banda, no permiten alcanzar la sensibilidad necesaria para explorar esta posibilidad. Por lo tanto, a fin de investigar la presencia de fuertes efectos de rotación de Faraday en esta fuente, se requieren datos obtenidos con mayor tiempo de observación, que permitan obtener imágenes de mayor sensibilidad y menor ancho de banda.

Cuadro 3.3: Límite superior al grado de polarización.

Nudo	Banda S (%)	Banda C (%)	Banda X (%)
SE	< 6	< 5	< 7
NW_C	< 6	< 9	< 12
NW	< 5	< 4	< 6

Los límites superiores se obtuvieron a partir de la intensidad en el pico de emisión de los radio nudos, y del rms de los mapas. Se consideró un límite superior de $4\text{-}\sigma$.

3.3.3 Movimientos Propios

A fin de estudiar la cinemática de los radio nudos en el jet de Serpens, se analizaron imágenes de alta resolución angular a 6 GHz, confeccionadas a partir de datos multiépoca disponibles en los archivos de VLA (consultar en Tabla 4.1 los parámetros de las imágenes obtenidas). Para poder comparar el desplazamiento de los nudos, las imágenes fueron alineadas asumiendo que la posición de la fuente central es la misma en todas las épocas observadas. En Figura 3.3 se muestran en tres columnas las imágenes de los nudos y la fuente central para cada año. La escala de intensidades adoptada en cada caso es la misma, por lo que además es posible comparar la variación del flujo de las fuentes con el tiempo. En la Figura puede verse claramente que todos los nudos se alejan de la fuente central.

Las velocidades tangenciales de los nudos (i.e., en el plano del cielo) se estimaron a partir de la medición del desplazamiento de los mismos en cada época, y asumiendo una distancia de 415 pc (Dzib y col. 2010) a la nube molecular de Serpens (Figura 3.4 y Tabla 3.4). Puede verse que NW y SE_S presentan velocidades tangenciales similares ($\sim 200 \text{ km s}^{-1}$), mientras que SE_N se mueve más rápidamente ($\sim 300 \text{ km s}^{-1}$). Las velocidades de estos nudos parecen ser constantes en el período analizado. Por otro lado, en el caso de NW_C se observa un comportamiento interesante: entre 1993 y 1998 se desplaza a gran velocidad ($\sim 500 \text{ km s}^{-1}$), y luego de varios años se desacelera en forma dramática hasta una velocidad de sólo $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$. Asimismo, se observa que la densidad de flujo de NW_C varía con el tiempo, aumentando a medida que se mueve rápidamente, y disminuyendo al frenarse (ver Figura 3.5). En un trabajo previo, Choi 2009 reporta observaciones a 7 mm que muestran la presencia de una estructura de polvo similar a un filamento que, en proyección, parece atravesar el jet en la posición donde NW_C se desacelera (ver Figura 3.6). Por lo tanto, se especula que NW_C podría frenarse debido a la interacción con este filamento. En este caso, se esperaría un incremento en la densidad del plasma y por lo tanto en la densidad de flujo, como se observa.

En Figura 3.7 se muestran las posiciones de los nudos relativas a la fuente central para seis épocas entre 1993 y 2011, así como también un ajuste de mínimos cuadrados a las trayectorias. Los correspondientes ángulos de posición (P.A.s) se derivan de la dirección de movimiento de cada componente. Las componentes NW, NW_C y SE_S parecen moverse con P.A.s similares, en el rango de 132-136 grados. En contraste, la componente SE_N parece estar moviéndose en una dirección diferente con un P.A. de 126 grados. Además, la fuente central aparece elongada en todas las épocas con un P.A. de 119 ± 1 grados, que es un valor próximo al que se obtiene para el

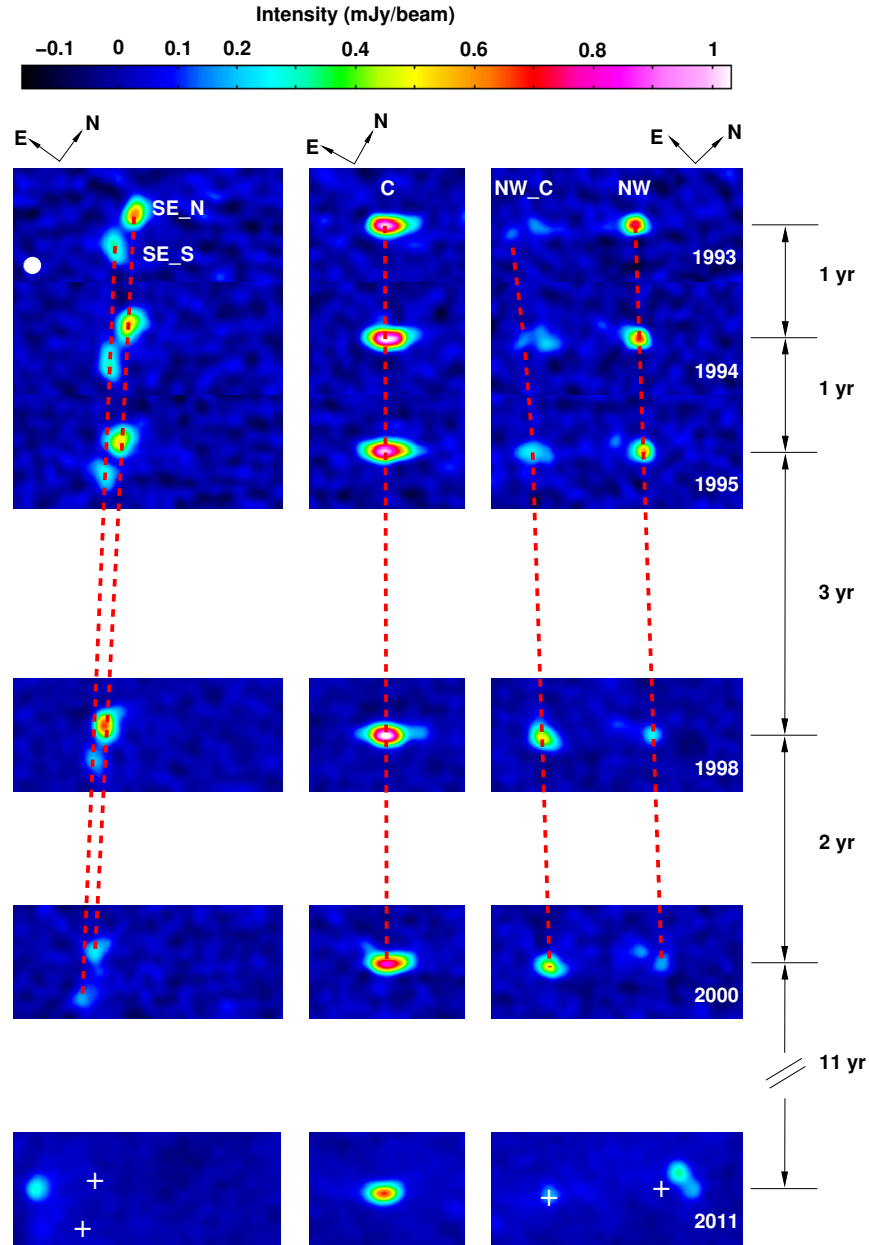


Figura 3.3: Imágenes de intensidad de las componentes del radio jet en Serpens en diferentes épocas, a partir de datos de banda C tomados con VLA en configuración A. Todas las imágenes están convolucionadas al mismo haz circular, $0.47''$. La comparación de las diferentes imágenes revela el movimiento propio de los nudos externos (SE_N, SE_S, NW_C y NW). La separación entre las imágenes entre 1993 y 2000 es proporcional a la separación temporal. Las líneas rojas a trazos unen las posiciones de los nudos en diferentes épocas hasta 2000. Las marcas blancas en la imagen correspondiente a 2011, representan las posiciones de cada nudo en 2000.

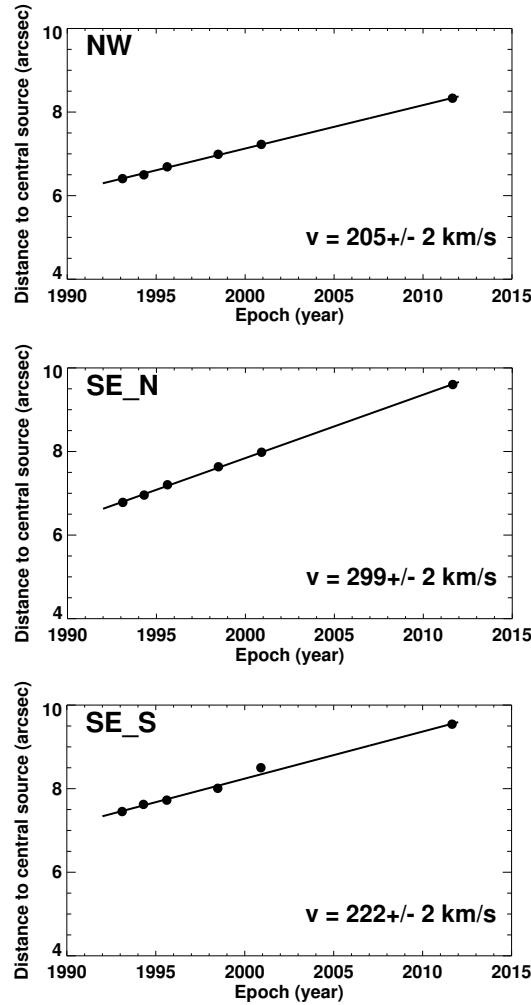


Figura 3.4: Diagramas de posición vs. tiempo de los nudos SE_N, SE_S y NW en el radio jet en Serpens. Las posiciones representan la distancia a la fuente central, la cual se asume constante en todas las épocas. Las líneas sólidas corresponden a un ajuste de cuadrados mínimos en cada caso; las barras de error son menores que el tamaño de los puntos. Las velocidades obtenidas a partir del ajuste se indican en cada panel.

movimiento de SE_N.

A partir de las velocidades calculadas, y asumiéndolas constantes, se estimaron las edades cinemáticas de los diferentes nudos, i.e. el tiempo necesario para moverse desde la fuente central hasta su posición actual. Para NW y SE_S se hallaron edades cinemáticas similares de ~ 80 años, lo que sugiere que podrían haber sido eyectadas al mismo tiempo en ~ 1930 . Esto, además, es consistente con el hecho de que ambos nudos presentan velocidades similares y dirección de movimiento similares ($\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ y P.A. $\simeq 130^\circ$, respectivamente). Para SE_N se estimó una

Cuadro 3.4: Movimiento propio de los radio nudos.

Fuente	μ (mas yr ⁻¹)	ν (km s ⁻¹)	PA (°)
SE_N	152 ± 1	299 ± 2	126 ± 1
SE_S	113 ± 1	222 ± 2	132 ± 1
NW_C ^a	280 ± 10	543 ± 26	133 ± 1
NW_C ^b	21 ± 2	42 ± 3	133 ± 1
NW	104 ± 1	205 ± 2	136 ± 1

^a Antes de 1997.^b Después de 1997.

edad cinemática de ~ 60 años, por lo que habría sido eyectada posteriormente, aproximadamente en ~ 1950 . El P.A. de este nudo (126°) es diferente de los correspondientes a los nudos SE_S y NW lo que implica que el jet estaría cambiando su P.A. $\sim 10^\circ$ en ~ 20 años. En el caso de NW_C se adopta una velocidad constante igual al valor medido antes de frenarse en 1998. Este nudo habría sido eyectado de la fuente central alrededor de ~ 1980 , por lo que sería el nudo más joven. Además, su dirección de movimiento es similar a la de SE_S y NW, eyectados anteriormente. Esto sugiere que entre 1950 y 1980 el jet habría cambiado nuevamente de dirección, hacia una orientación similar a la que tenía 1930. Finalmente, en la actualidad, la fuente central se encuentra elongada en la dirección de SE_N. Este comportamiento es consistente con precesión del jet y fenómenos de eyección episódica cada 20-30 años. La precesión del eje del jet puede producirse por efectos de marea en interacciones gravitacionales entre el disco del cual se origina el jet, y una estrella compañera en una órbita no-coplanar (Masciadri y Raga 2002; Anglada y col. 2007). Luego, si la periodicidad de estas fuertes eyecciones fuera confirmada, esto podría indicar la presencia de una compañera binaria cercana orbitando en torno a la fuente impulsora del jet.

Varios autores han propuesto que la fuente impulsora es un sistema binario de YSOs (e.g., Eiroa y Casali 1989; Hodapp 1999; Eiroa y col. 2005; Choi 2009; Dionatos y col. 2010). En efecto, en el trabajo de Dionatos y col. 2014, se reportan evidencias de la existencia de una compañera binaria ubicada a $1.5''$ de C, lo que corresponde a una separación de ~ 622 unidades astronómicas (au) en el plano del cielo. A fin de establecer si esta compañera podría producir las interacciones tidales necesarias para explicar la precesión observada, se siguen las ecuaciones presentadas en

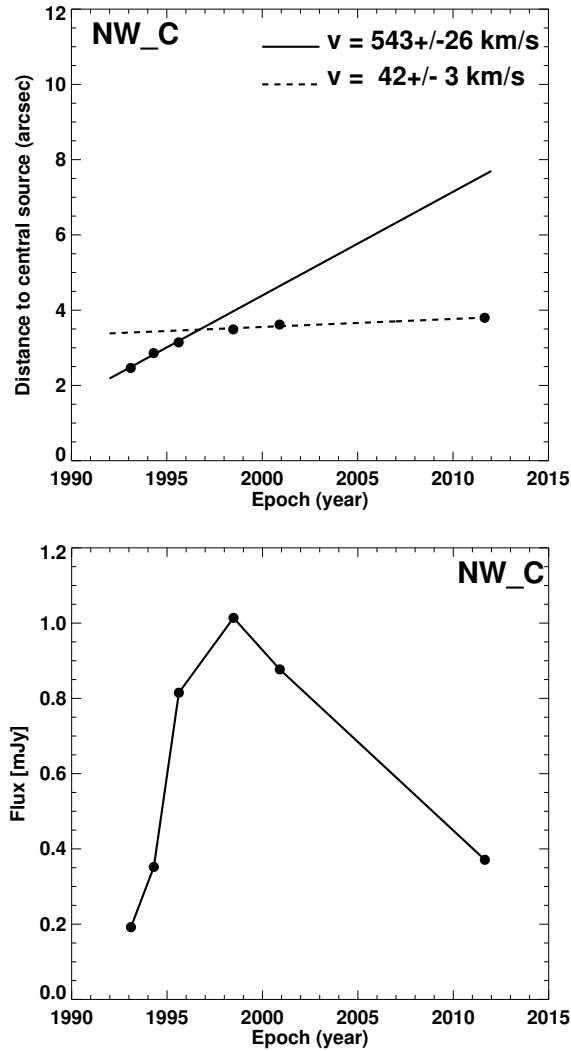


Figura 3.5: Panel superior: Diagrama de posición vs. tiempo para el nudo NW_C. Las líneas corresponden a ajustes de cuadrados mínimos a los datos previos a 1998 (línea sólida) y posteriores a 1998 (línea a trazos); las barras de error son menores que el tamaño de los puntos. Este nudo muestra dos velocidades diferentes: entre 1993 y 1998, el nudo se estaría moviendo con una velocidad constante de $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$, y luego se desacelera, moviéndose a menor velocidad ($\sim 40 \text{ km s}^{-1}$). Panel inferior: Curva de luz de la densidad de flujo en banda C. La densidad de flujo aumenta hasta 1998, cuando alcanza su máximo valor, y luego decae.

Anglada y col. 2007 para estimar la separación del sistema binario a partir de la precesión del jet. Así, asumiendo un período de 20-30 años, y $\beta = 10^\circ$ (ángulo entre el eje central del jet y la máxima desviación del jet respecto a dicho eje), la separación de las componentes binarias para producir la precesión observada debería ser $\sim 3 \text{ au}$. Por lo tanto, si las eyecciones observadas

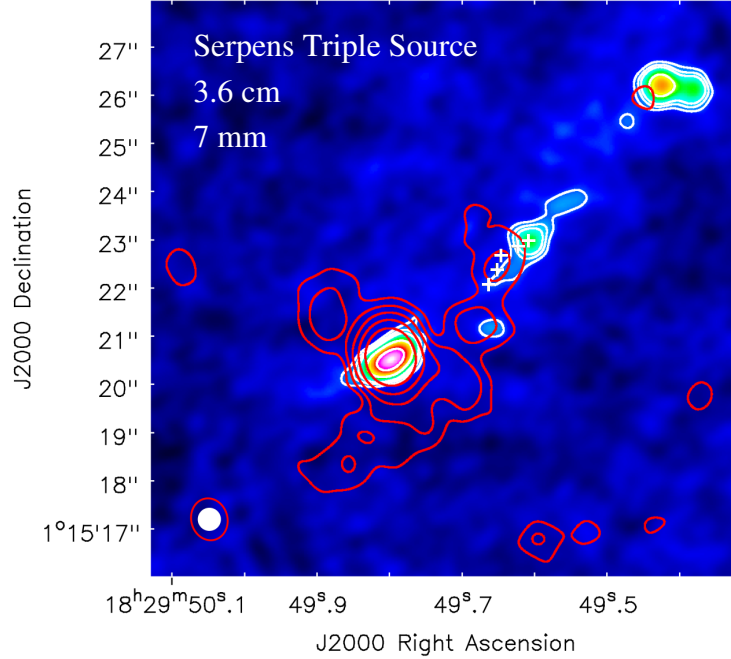


Figura 3.6: Superposición de imagen de radio continuo a 7 mm (contornos rojos) obtenida de Choi 2009, sobre imagen de radio continuo a 3.6 cm, correspondiente a 2011 (escala de color y contornos blancos). Los contornos blancos representan 4, 6, 8, y 16 veces el rms ($0.02 \text{ mJy beam}^{-1}$), y el haz sintetizado es $0.47''$. Los contornos rojos representan 3, 6, 12, 18, 24, y 48 veces el rms, $0.05 \text{ mJy beam}^{-1}$; el haz sintetizado es $0.88'' \times 0.75''$ con $\text{PA}=15^\circ$. Las marcas blancas indican las posiciones de NW_C en las cinco épocas entre 1993 y 2011.

tuvieran su origen en las interacciones de un sistema binario, la compañera que orbita la fuente impulsora del jet debería ubicarse a una distancia mucho menor que la compañera detectada por Dionatos y col. 2014. Para confirmar estos resultados, se requieren nuevas observaciones con mayor resolución angular. Asimismo, si la fuente reportada por Dionatos fuera responsable de la precesión observada, dicha fuente debería estar situada perpendicular al eje del jet.

3.3.4 Aceleración de Partículas y Emisión Sincrotrón

Por lo general, los jets protoestelares muestran una morfología simple en frecuencias de radio, que consiste en una fuente elongada con índice espectral positivo. Esta radiación es interpretada como emisión libre-libre de material ionizado que trazaría la base del jet observado a escalas

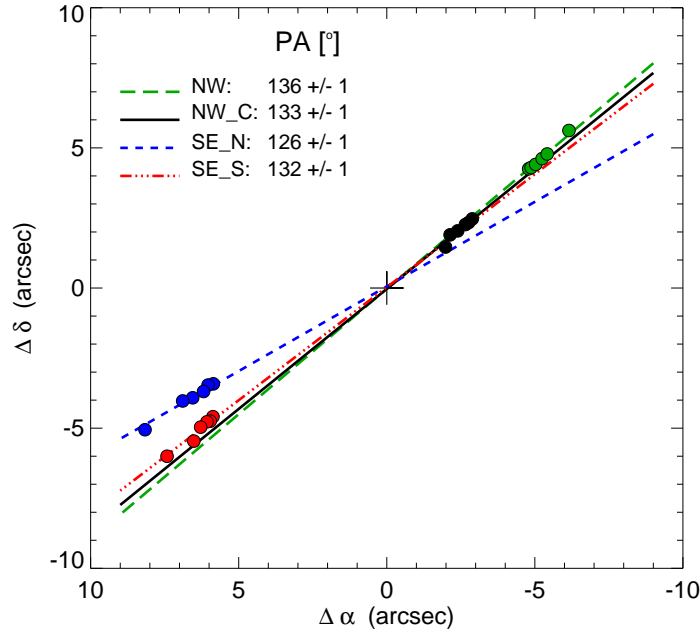


Figura 3.7: Se muestran las posiciones de todos los nudos en todas las épocas analizadas. Las líneas corresponden a ajustes de cuadrados mínimos a las posiciones de los nudos en las diferentes épocas; las barras de error son menores que el tamaño de los puntos. Se asume que los nudos emergen de la fuente central; por lo tanto, cada ajuste incluye a la fuente impulsora del jet.

mucho mayores (Anglada y col. 1998b). La fuente triple en Serpens también presenta una radio fuente central con emisión libre-libre. Sin embargo, al igual que otros radio jets protoestelares tales como HH 80-81, también presenta radio nudos no térmicos situados a grandes distancias de la protoestrella central. El escenario más probable para dar cuenta de la emisión no térmica, es interpretar estos nudos como fuertes choques del jet con el medio ambiente, donde sería posible acelerar una población de partículas a energías relativistas y así, producir radiación sincrotrón al interactuar con los campos magnéticos presentes. No obstante, este fenómeno parece ser posible sólo en algunos jets protoestelares. A continuación, se discuten las propiedades físicas de la fuente triple en Serpens y su relación con el fenómeno de aceleración de partículas.

Ya que en todos los sistemas astrofísicos donde se observa aceleración de partículas, estas parecen acelerarse en choques del gas con velocidades mayores que $\simeq 10,000 \text{ km s}^{-1}$, un aspecto intrigante de los jets protoestelares es comprender cómo estos jets relativamente lentos son capaces de acelerar partículas a velocidades relativistas. Una posibilidad, es que estos jets no-térmicos sean particularmente rápidos. En efecto, en el caso de HH 80-81, se han reportado movimientos

propios de choques internos que sugieren velocidades del jet del orden de $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ (Marti, Rodriguez y Reipurth 1995). Esta velocidad es considerablemente alta en comparación a las velocidades típicamente medidas en jets protoestelares, del orden de algunos cientos de km s^{-1} (e.g., Rodríguez y col. 2000; Estalella y col. 2012. En el caso de Serpens, no se cuenta con observaciones de resolución angular suficientemente alta como para medir la velocidad del material a medida que emerge de la protoestrella. Sin embargo, en este trabajo se midieron movimientos propios del orden de $\sim 200\text{-}300 \text{ km s}^{-1}$ para los radio nudos no térmicos ($\alpha \sim -0.35$) ubicados a $z \simeq 9'' \simeq 0.02 \text{ pc}$ de la fuente central. La emisión de estos nudos es interpretada como radiación sincrotrón producida donde el jet impacta contra el medio ambiente (ver Fig. 3.8). Luego, si la nube molecular es más densa que el jet en la posición del choque, la velocidad del jet debería ser mayor que la velocidad observada en los nudos, ya que el material del jet estaría siendo frenando en el choque.

La emisión sincrotrón a 6 cm es producida por electrones relativistas con factores de Lorentz $\gamma_6 \sim 60(B/\text{mG})^{-1.5}$ en un campo magnético B . Estas partículas podrían ser aceleradas en el choque delantero contra el medio (*forwad shock*) o en el choque reverso (disco de Mach). El mecanismo de aceleración depende de la naturaleza de los choques, radiativa o adiabática (i.e., no radiativa). Una manera de discernir si los choques son radiativos o adiabáticos es comparar la distancia de enfriamiento térmico d_{cool} con el radio del jet en la posición del choque, r_{jet} (Blondin, Konigl y Fryxell 1989; ver también Sección 1.3.3). La distancia de enfriamiento puede estimarse como:

$$d_{\text{cool}} = 2 \times 10^{13} \left(\frac{n}{100 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{v_s}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-4.51} \text{ cm} \quad ; \quad v_s < 80 \text{ km s}^{-1} \quad (3.1)$$

$$d_{\text{cool}} = 1.7 \times 10^{14} \left(\frac{n}{100 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{v_s}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{4.73} \text{ cm} \quad ; \quad 80 < v_s < 400 \text{ km s}^{-1} \quad (3.2)$$

$$d_{\text{cool}} = 2.24 \times 10^{14} \left(\frac{n}{100 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{v_s}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{4.5} \text{ cm} \quad ; \quad v_s > 400 \text{ km s}^{-1} \quad (3.3)$$

donde n es la densidad del medio en el que se propaga el choque, y v_s es la velocidad del choque. En el caso de Serpens, es posible estimar r_{jet} como la mitad del tamaño del haz en las observaciones de mayor resolución angular que aquí se presentan, ya que los choques no están resueltos i.e., $r_{\text{jet}} \simeq 0.235'' \simeq 1.5 \times 10^{15} \text{ cm}$. En lo subsiguiente, se discuten las condiciones requeridas para acelerar electrones a factores γ_6 en el choque delantero y en el disco de Mach.

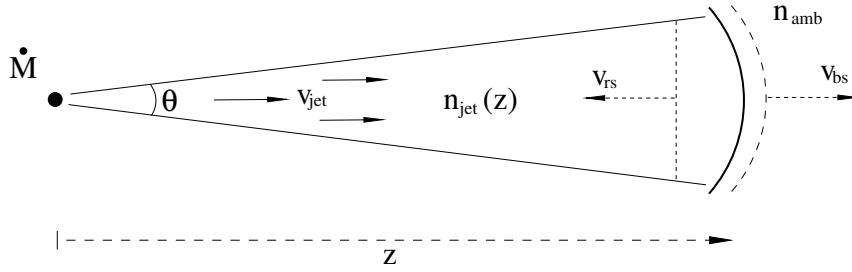


Figura 3.8: El esquema muestra los parámetros involucrados en las Ecuaciones 3.4 - 3.6.

Emisión Sincrotrón en la nube molecular chocada (*forward shock*)

Asumiendo que el jet se encuentra aproximadamente en el plano del cielo, la velocidad de los choques delanteros (i.e. choque del jet contra la nube, Figura 3.8) es $v_{bs} \simeq 200 - 300 \text{ km s}^{-1}$, de acuerdo a los resultados obtenidos a partir del análisis de movimientos propios (Sección 3.3.3). Luego, la distancia de enfriamiento es calculada con ecuación 3.2, asumiendo que la densidad n es la densidad del ambiente ($n = n_{amb}$), y que la velocidad de propagación del choque delantero es la velocidad del bow-shock medida en Sección 3.3.3 ($v_s = v_{bs}$). La densidad de la nube molecular, estimada mediante emisión de amoniaco es $n_{amb} \sim 4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Curiel y col. 1996). Así, con la distancia de enfriamiento obtenida se tiene $d_{cool,bs}/r_{jet} = 0.02$, lo que implica que el choque del jet contra la nube molecular es radiativo. En este caso, el índice espectral plano medido en los radio nudos puede ser explicado mediante aceleración y compresión de rayos cósmicos en la nube molecular, como fuera sugerido para remanentes de supernova viejos (i.e. fase radiativa) que emiten radiación sincrotrón (Chevalier 1999). Otra posibilidad es que los electrones sean acelerados mediante el mecanismo de Fermi de segundo orden (Ostrowski 1999; ver también Sección 1.3.3), aunque este mecanismo es mucho menos eficiente y en principio no sería sencillo explicar el relativamente alto flujo no térmico observado en radio.

Emisión Sincrotrón del Jet Chocado (*reverse shock*)

A fin de estudiar las condiciones en el choque reverso, es preciso conocer los parámetros del jet. A partir de argumentos de conservación en ecuaciones de fluidos, y asumiendo equilibrio de presiones en las regiones de choque, la velocidad del choque reverso puede expresarse como:

$$v_{rs} = v_{jet} - 3v_{bs}/4, \quad (3.4)$$

mientras que la velocidad del jet está dada por (Raga, Canto y Cabrit 1998):

$$\frac{v_{\text{jet}}}{v_{\text{bs}}} = \frac{(1 + \beta)}{\beta}, \quad \beta = \sqrt{\frac{n_{\text{jet}}}{n_{\text{amb}}}}. \quad (3.5)$$

Luego, para conocer la velocidad de propagación del choque reverso, es preciso estimar la densidad del jet. Para el caso de un jet cónico de hidrógeno, con un ángulo de apertura θ y tasa de pérdida de masa \dot{M} , la densidad n_{jet} dada por (Reynolds 1986):

$$\left(\frac{n_{\text{jet}}}{\text{cm}^{-3}}\right) = \frac{3.95 \times 10^7}{4\pi(1 - \cos \theta/2)} \left(\frac{\dot{M}}{\text{M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}}\right) \left(\frac{v_{\text{jet}}}{\text{km s}^{-1}}\right)^{-1} \left(\frac{z}{\text{pc}}\right)^{-2}. \quad (3.6)$$

Para el radio jet en Serpens, el ángulo de apertura estimado es $\theta \sim r_{\text{jet}}/z \sim 3^\circ$, siendo z la distancia desde la fuente central hasta la posición de los choques. Tanto la velocidad del jet como su densidad, y la tasa de pérdida de masa de la protoestrella, son parámetros desconocidos. Sin embargo, todos estos parámetros se encuentran vinculados mediante las ecuaciones previamente enunciadas, y por lo tanto, es posible explorar diferentes posibilidades. Asumiendo diferentes combinaciones de tasa de pérdida de masa ($10^{-7} \leq \dot{M} \leq 10^{-5} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) y velocidad del jet ($400 \leq v_{\text{jet}} \leq 1200 \text{ km s}^{-1}$), es posible calcular n_{jet} , v_{bs} y v_{rs} usando las ecuaciones 3.4-3.6. La distancia de enfriamiento puede estimarse a partir de las ecuaciones 3.1-3.3, donde la densidad n es la densidad del jet ($n = n_{\text{jet}}$), y la velocidad del choque es igual a la velocidad del choque reverso ($v_s = v_{\text{rs}}$). De este modo, es posible analizar si un dado par (v_{jet}, \dot{M}) resulta en un choque reverso adiabático o radiativo.

Los resultados del procedimiento descrito anteriormente se muestran en Figura 3.9. En esta Figura, se indica la línea donde se satisface $d_{\text{cool,rs}} = r_{\text{jet}}$, que separa las combinaciones de \dot{M} y v_{jet} que resultan en un choque reverso adiabático (i.e. $d_{\text{cool,rs}} > r_{\text{jet}}$) de las que resultan en un choque reverso radiativo (i.e. $d_{\text{cool,rs}} < r_{\text{jet}}$). Además, se muestran dos líneas que corresponden a las condiciones que resultan en velocidades de bow-shock de $v_{\text{bs}} = 200$ y 300 km s^{-1} , en consistencia con los valores determinados Sección 3.3.3. Puede verse que, para que el disco de Mach sea un choque no radiativo, y los bow-shocks se desplacen con las velocidades observadas, la protoestrella debe tener una tasa de pérdida de masa $\dot{M} \lesssim 5 \times 10^{-7} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, mientras que el material del jet debe desplazarse a velocidades $v_{\text{jet}} \gtrsim 500 \text{ km s}^{-1}$. Esto sugiere que, un jet con una tasa de pérdida de masa típica para una protoestrella de masa intermedia, es capaz de acelerar partículas mediante el mecanismo DSA, si la velocidad del jet es lo suficientemente alta.

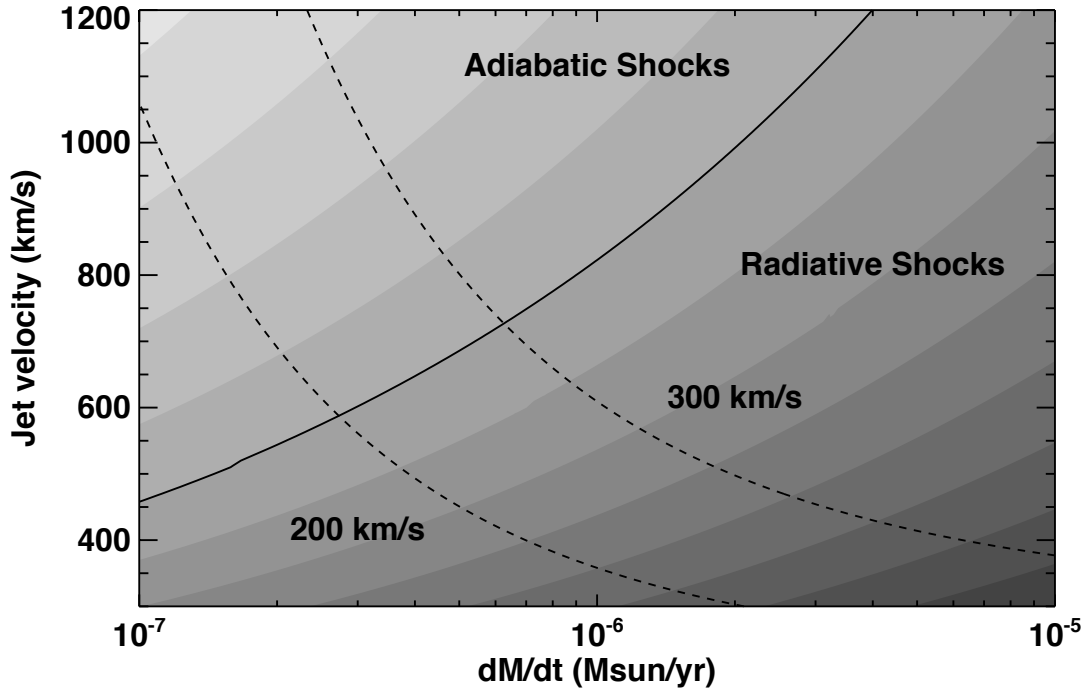


Figura 3.9: Se grafica el cociente $d_{cool,rs}/r_{jet}$ (escala de grises) para diferentes combinaciones de \dot{M} y v_{jet} . Las líneas sólidas separan las condiciones que resultan en un choque adiabático (i.e. $d_{cool,rs} > r_{jet}$) de aquellas que resultan en un choque radiativo. Asimismo, dos líneas a trazos indican aquellas condiciones compatibles con velocidades de $v_{bs} = 200$ y 300 km s^{-1} para el choque delantero, de acuerdo a los valores derivados de los movimientos propios medidos. Puede verse que el disco de Mach es un choque adiabático cuando la tasa de pérdida de masa satisface $\dot{M} \lesssim 5 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, y la velocidad del jet es $v_{jet} \gtrsim 500 \text{ km s}^{-1}$.

En tal caso, los electrones podrían ser acelerados vía DSA y ser inyectados en la región delantera del choque, con una distribución de energía que sigue una ley de potencias $\propto \gamma^{-p}$, con $p = 2$. Tal población de electrones no térmicos produce emisión sincrotrón con un índice espectral $\alpha = (1 - p)/2 = -0.5$. Hay que notar, sin embargo, que $p \neq 2$ también es posible en choques oblicuos ya que la aproximación difusiva deja de ser válida dependiendo del ángulo de inclinación entre el campo magnético y la normal del choque (Bell, Schure y Reville 2011). Este efecto puede dar cuenta del índice espectral $\alpha \simeq -0.35$ medido en los radio nudos de Serpens, más plano que el valor típico -0.5 . Por otro lado, un índice espectral más plano podría resultar por contaminación con emisión térmica ($\alpha > 0$), incrementando el flujo a 6 cm y aplanando el espectro.

A partir del análisis de movimientos propios de los radio nudos no térmicos (Sección 3.3.3),

se infiere que el jet se encuentra precesando, y que los choques no térmicos son excitados sólo en ciertas épocas. Esto sugiere que, la mayor parte del tiempo, los parámetros del jet no satisfacen las condiciones necesarias para acelerar partículas en forma eficiente en los choques. Sin embargo, ya que los choques son excitados en forma episódica, se especula que las interacciones periódicas de la fuente impulsadora del jet con una compañera cercana podrían incrementar la velocidad del jet (y probablemente, producir también un ligero incremento en la tasa de pérdida de masa de la estrella impulsora del mismo), produciendo un choque más intenso capaz de producir aceleración de una población de partículas, responsable de la emisión no térmica observada.

3.4 Conclusiones

En este trabajo se presentó un análisis de datos en el rango centimétrico adquiridos con el radio interferómetro VLA, nuevos y de archivo, de la fuente triple en radio continuo en la nube molecular de Serpens. A continuación se resumen de las principales conclusiones:

1. La fuente triple en Serpens muestra la clara morfología de un jet, con una fuente central elongada y varios nudos externos con emisión en radio. La fuente central presenta un índice espectral positivo en longitudes de onda centimétricas, consistente con emisión térmica libre-libre parcialmente ópticamente delgada, como se observa típicamente en jets de YSOs. En contraste, los nudos externos que trazan el movimiento del jet en el medio circundante, presentan índices espectrales negativos. Esto sugiere la presencia de emisión sincrotrón, y, por lo tanto, la acción de un mecanismo responsable de acelerar partículas a energías relativistas en estos choques intensos del jet contra el medio.
2. Se midieron los movimientos propios de los nudos externos, y se hallaron velocidades proyectadas de $200\text{-}300 \text{ km s}^{-1}$. Estos trazan choques del jet contra un medio denso, lo que implica que la velocidad del jet debería ser mayor en comparación a las velocidades típicas de otros jets protoestelares.
3. No se detectó emisión linealmente polarizada en los radio nudos que presentan índices espectrales negativos. Se estimaron límites superiores para el grado de polarización de $\sim 10\%$. Hay dos posibles explicaciones para un grado de polarización tan bajo: (1) el campo magnético se encuentra desordenado en las regiones de choque donde termina el jet,

- ó (2) existe una alta densidad electrónica en los choques, que resulta en fuertes efectos de despolarización de Faraday de la emisión de sincrotrón.
4. El cambio de dirección en el movimiento de los radio nudos sugiere precesión del jet. Asimismo, sus edades cinemáticas también indican que fueron eyectados en forma episódica, cada 20-30 años. Estos resultados podrían sugerir la presencia de una compañera binaria orbitando la fuente impulsora del radio jet. En este caso, la separación estimada para el sistema binario es ~ 3 au.
 5. Dado que el emisor sincrotrón no está resuelto en las observaciones a 6 cm, se concluye que la emisión se origina en una región compacta. Luego, la emisión a 6 cm puede ser producida en la región del choque delantero, o en el choque reverso. Se discuten estas dos posibilidades y se concluye que la aceleración de partículas vía mecanismo de Fermi I sólo puede ser posible en el disco de Mach, bajo ciertas condiciones. Se encuentra que, para que el disco de Mach sea un choque no radiativo, capaz de producir aceleración eficiente de partículas, el jet debe satisfacer eventualmente $\dot{M} \lesssim 5 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ y $v_{jet} \gtrsim 500 \text{ km s}^{-1}$.
 6. Los resultados aquí obtenidos para la fuente triple en radio continuo en Serpens, indican que sería posible acelerar partículas vía DSA en jets de protoestrellas de masa intermedia. Para que esto sea posible, no sería necesario que el jet satisfaga condiciones muy extremas como una tasa de pérdida de masa demasiado alta, pero sí debería alcanzar velocidades moderadamente altas ($\sim 600 \text{ km s}^{-1}$) en ciertas épocas. Un incremento episódico de la velocidad del jet podría deberse a interacciones tidales entre la fuente impulsora del mismo y una compañera binaria, produciendo así choques intensos con el medio, y dando origen a la emisión sincrotrón observada.



4. El radio jet HH 80-81

En este capítulo se presenta el análisis de nuevas observaciones de la región interna del jet HH 80-81, obtenidas con el radio interferómetro JVLA¹ en un amplio rango espectral. La sensibilidad sin precedentes de estos datos, y la resolución angular alcanzada, permiten estudiar su morfología y la naturaleza de la emisión de las distintas componentes presentes en el jet. Se discute además, la posibilidad de acelerar partículas a energías relativistas en interacciones del jet con el medio ambiente.

4.1 Introducción

El jet HH 80-81, impulsado por un objeto protoestelar joven de alta luminosidad ($1.7 \times 10^4 L_{\odot}$), la fuente IRAS 18162-2048, se encuentra sin duda entre los más potentes y extensos conocidos hasta la fecha. Situado a una distancia de 1.7 kpc (Rodríguez y col. 1980) en las periferias de la nube molecular L291 en la constelación de Sagitario, su extensión total (proyectada) cubre una distancia de 7.5 pc (Heathcote, Reipurth y Raga 1998). Desde comienzos de los años ochenta, la detección de emisión maser H_2O y una fuente compacta en radio continuo (Rodríguez y col. 1980), llamaron la atención a esta región como un importante sitio de reciente formación estelar; desde entonces, ha sido objeto de numerosos estudios. Posteriormente, observaciones interferométricas a 6 y 3.6 cm revelaron un radio jet bipolar altamente colimado emanando de la fuente central

¹Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA), National Radio Astronomy Observatory (NRAO).

en dirección noreste-suroeste (Marti, Rodríguez y Reipurth 1993), con velocidades del orden de 1000 km s^{-1} (Marti, Rodríguez y Reipurth 1995). Estas velocidades son considerablemente mayores que las típicamente medidas en jets protoestelares, de algunos cientos de kilómetros por segundo (e.g., Rodríguez y col. 2000; Estalella y col. 2012). La fuente central también se encuentra asociada a emisión continua milimétrica, que revela la presencia de un disco con un radio de algunos cientos de unidades astronómicas (Carrasco-González y col. 2012). La relación derivada entre la masa del disco y la masa de la estrella central es 0.3 (Carrasco-González y col. 2012), siendo éste un valor comparable con los determinados en protoestrellas de baja masa. La emisión centimétrica asociada a la fuente IRAS 18162-2048, es consistente con un radio jet térmico que apunta en la dirección de los objetos HH 80 y 81 (Marti, Rodríguez y Reipurth 1993), y su contraparte en el lóbulo noreste (HH 80N), que trazan fuertes choques del jet con el medio ambiente. La emisión en radio de estos objetos presenta índices espectrales negativos, lo que sugiere la presencia de una componente de radiación no térmica. Además de estas características notables, este objeto es el único radio jet impulsado por una estrella joven en el que se ha detectado emisión polarizada linealmente, lo que fue la confirmación observacional de la posibilidad de acelerar partículas relativistas en un jet protoestelar (Carrasco-González y col. 2010).

En este trabajo se presentan nuevas observaciones de la emisión continua en radio de la región interna del jet HH 80-81 (i.e., dentro de los 0.5 pc de la fuente excitadora), realizadas con el radio interferómetro *Karl G. Jansky Very Large Array* en diferentes longitudes de onda. Estas observaciones representan una mejora en la sensibilidad y resolución angular en un factor de ~ 10 con respecto a las observaciones previas de Carrasco-González y col. 2010, lo que permite resolver mejor la morfología del jet, y estudiar los diferentes mecanismos de emisión dominantes en las distintas estructuras del mismo. Los resultados se discuten en el contexto de aceleración de partículas y radiación sincrotrón.

4.2 Observaciones

Se realizaron observaciones del jet HH 80-81 con el radio interferómetro *Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA)*, *National Radio Astronomy Observatory (NRAO)*². Se observó la emisión continua en bandas espectrales L, S, y C, en configuración B durante los días 12 y 16 de Junio de 2012 (código del proyecto: 12A-240). Los rangos de frecuencia cubiertos fueron 1-2 GHz (banda

²El NRAO es una instalación de la Fundación Nacional de Ciencias operada bajo el acuerdo de cooperación de *Associated Universities, Inc.*

Cuadro 4.1: PARÁMETROS DE LAS IMÁGENES

época	Banda Espectral	Configuración	Ancho de Banda (GHz)	Pesaje	Haz Sintetizado	PA
2012 ^a	L	B	1.0	Robust = 1	$7.17'' \times 4.30''$	7°
2012 ^a	S	B	2.0	Robust = 1	$4.10'' \times 2.21''$	-1°
2012 ^a	C	B	2.0	Robust = 1	$2.09'' \times 1.26''$	5°
2012 ^a	L+S	B	3.0	Robust = 1	$4.81'' \times 2.73''$	180°
2012 ^a	S+C	B	4.0	Robust = 1	$2.56'' \times 1.37''$	5°
2012 ^a	S+C	B	4.0	Robust = 0	$1.77'' \times 1.03''$	-176°
2012 ^a	L+S+C	B	5.0	Robust = 1	$2.37'' \times 1.46''$	-176°
2009 ^b	C	D	0.1	Natural	$13'' \times 8''$	2°

^a Datos combinados obtenidos en las fechas 12 y 16 de Junio, 2012.

^b De Carrasco-González y col. 2010.

L), 2-4 GHz (banda S), y 4-6 GHz (banda C); sin embargo, debido a fuertes interferencias (RFIs), el ancho de banda utilizable final en bandas L y S fue 1.3-1.7 GHz y 2.4-3.6 GHz, respectivamente. Cada banda está dividida en 1024 canales de 1 MHz para banda L y 2 MHz para bandas S y C. La calibración de flujo y *Bandpass* se realizaron observando el calibrador 3C286. La calibración de ganancia compleja se llevó a cabo mediante la observación de J1911-2006. Además, se realizaron calibraciones de polarización usando 3C286 como calibrador de ángulo de polarización, y la fuente J1824+1044 como calibrador de *leakage*, observada varias veces a diferentes ángulos paralácticos. Se halló una cota superior para el grado de polarización detectable de un 30 % en bandas L, S, e incluso C, donde Carrasco-González y col. 2010 reportan emisión polarizada sobre el 10 %. Esto se debe a que, a pesar de la mejora en el rms de las nuevas imágenes de banda C ($\sim 5 \mu \text{Jy/beam}$, la mitad del rms en observaciones de Carrasco-González y col. 2010, la densidad de flujo por beam es significativamente menor debido a la mayor resolución angular alcanzada ($\sim 1.5''$, en contraste con la resolución angular de Carrasco-González y col. 2010, $\sim 10''$). Luego, para detectar emisión polarizada y estudiar los campos magnéticos en imágenes con resolución angular de unos pocos segundos de arco, donde es posible resolver la estructura del jet, se precisan observaciones de mayor sensibilidad.

El centro de fase de las observaciones fue $\alpha(\text{J2000})=18^h19^m12.1^s$, $\delta(\text{J2000})=-20^\circ47'30.9''$.

Los datos fueron calibrados con el paquete de reducción de datos CASA (Common Astronomy Software Applications³; versión 4.5.0) siguiendo los procedimientos estándar de VLA. Las imágenes fueron limpiadas mediante la tarea *clean* de CASA, usando algoritmos de síntesis multifrecuencia y limpieza multiescala (Rau y Cornwell 2011). Con estos datos se confeccionaron imágenes de diferentes anchos de banda: 0.4 GHz (banda L, $\lambda_L = 18.4$ cm), 1.2 GHz (banda S, $\lambda_S = 10$ cm), y 2 GHz (banda C, $\lambda_C = 5.5$ cm), y combinando datos de diferentes bandas. Se consideraron diferentes valores del parámetro *robust* de *clean* (Briggs 1995), que toma valores desde -2 (pesaje uniforme) a $+2$ (pesaje natural). Los parámetros de las imágenes están resumidos en Table 4.1.

4.3 Resultados y discusión

A fin de mostrar la región estudiada, se introduce en Figura 4.1 el radio jet HH 80-81. El panel izquierdo muestra la imagen de banda C, reportada previamente por Carrasco-González y col. 2010, donde se muestra el jet en toda su extensión (~ 7.5 pc). El panel central muestra una ampliación de la región más interna del jet con resolución angular relativamente baja ($13'' \times 8''$, PA = 2°). La misma región se muestra en la imagen multibanda obtenida en base a nuevos datos de alta sensibilidad (panel derecho), con gran mejora en la resolución angular ($2.37'' \times 1.46''$, PA = -176°). Esta imagen revela un jet bipolar altamente colimado que termina en dos estructuras en forma de lóbulos.

A continuación, se discuten los resultados obtenidos a partir de nuevas observaciones en radio del jet HH 80-81. En sección 4.3.1 se discute la estructura que revela el jet en las nuevas imágenes. En sección 4.3.2, se discute acerca de los posibles mecanismos de emisión presentes, a partir del análisis de mapas de índice espectral de la emisión en radio. En esta sección se discute además la relación entre los distintos mecanismos de emisión y las diferentes estructuras identificadas en el radio jet. Una discusión más detallada sobre la naturaleza de la emisión en la región más colimada del jet se presenta en sección 4.3.3. Finalmente, en sección 4.3.4 se reportan cuatro radio fuentes nuevas, identificadas por primera vez en los nuevos datos que aquí se presentan.

³<https://science.nrao.edu/facilities/vla/data-processing>

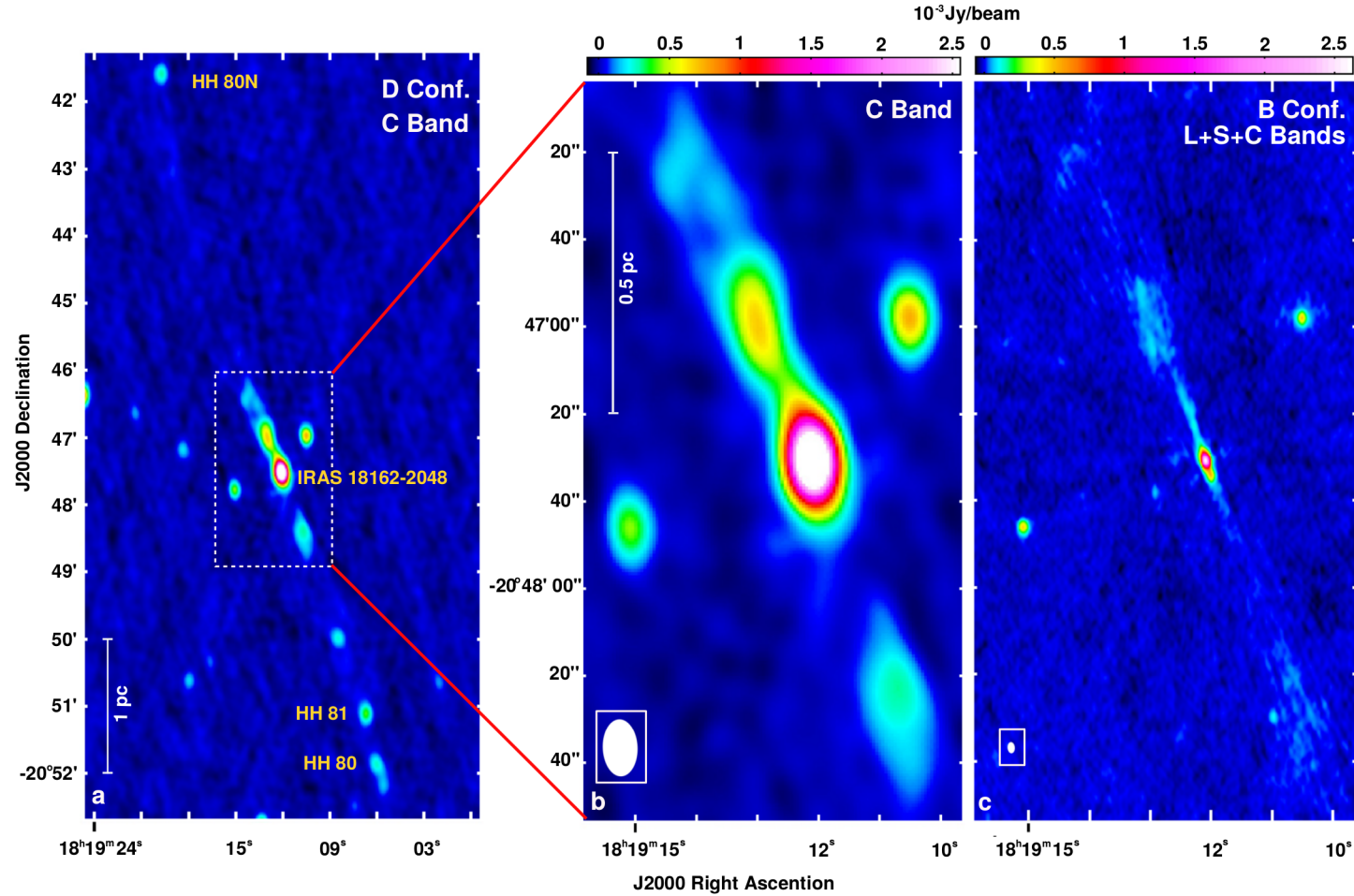


Figura 4.1: Imágenes del continuo en radio del jet HH 80-81. En los paneles (a) y (b) se muestra la imagen del jet en banda C, obtenida con JVLA en configuración D, previamente reportada por Carrasco-González y col. 2010. En el panel (c) se presenta la imagen del jet de mayor ancho de banda espectral obtenida en este trabajo combinando datos de bandas L, S, y C, tomadas con JVLA en configuración B, con resolución angular de $\sim 2.37'' \times 1.46''$ (PA = -176°) (Rodríguez-Kamenetzky y col. 2017). La extensión completa del jet puede verse en panel (a), donde se señalan los objetos HH y la fuente asociada a la protoestrella que impulsa el jet (IRAS 18162-2048). La estructura de la región interna del jet está pobremente resuelta en panel (b), pero la nueva imagen de alta resolución angular (panel c) revela un jet altamente colimado que termina en dos estructuras de tipo lobular (ver también Fig. 4.2).

4.3.1 Estructura del jet en longitudes de onda del continuo centimétrico

A fin de estudiar la estructura del radio jet en las nuevas imágenes de alta resolución angular, se comparan imágenes correspondientes a distintas longitudes de onda, con distinta resolución. Debido al aumento de la resolución angular con la frecuencia, las imágenes de emisión a bajas frecuencias son más sensitivas a estructuras extensas, mientras que imágenes a altas frecuencias tienden a filtrar la emisión extendida, detectando sólo la emisión proveniente de regiones compactas. Luego, al observar la fuente en diferentes bandas espectrales, es posible estudiar diferentes estructuras presentes en el jet.

En Figura 4.2 puede verse una estructura que emana de la región central en direcciones opuestas, y es detectada en todas las bandas espectrales (L, S, y C) y con todas las resoluciones angulares obtenidas, con una extensión total de $\simeq 1$ pc. Sin embargo, puede verse claramente un cambio en la morfología del jet al pasar de frecuencias bajas a altas: a bajas frecuencias y con baja resolución angular (banda L, Figura 4.2), se observan lóbulos muy extendidos al noreste y suroeste de la región central, mientras que al aumentar la frecuencia y la resolución angular (bandas S y C, Fig. 4.2), se revela la presencia de un jet altamente colimado y varios nudos de alta intensidad en los lóbulos. Estos cambios morfológicos parecen ser reales al comparar la extensión de la emisión con el tamaño del haz de cada imagen. En Figura 4.2, se indican dos nudos brillantes de emisión compacta (knot 1 y knot 2) que son interpretados como fuertes choques del jet con el medio ambiente (ver Sección 4.4). Ambos nudos son detectados con intensidades mayores a nueve veces el nivel de ruido rms de las imágenes.

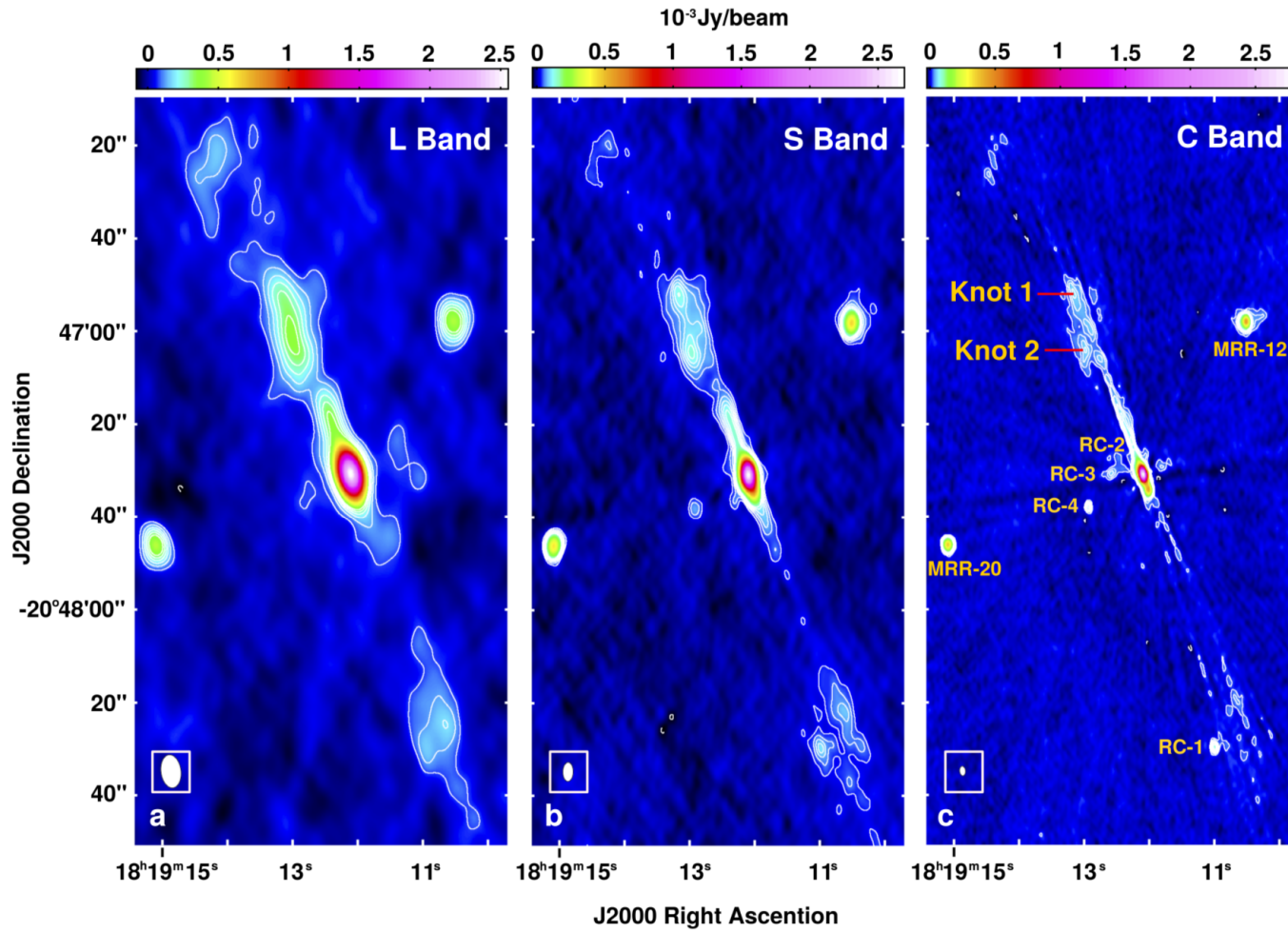


Figura 4.2: Imágenes del continuo en radio en bandas L, S, y C (escala de color). Los niveles de contorno representan 3, 5, 7, 9, 11, y 13 veces el rms de cada mapa. (a) Banda L: rms= $26 \mu\text{Jy beam}^{-1}$; beam = $7.17'' \times 4.30''$, PA = 7° . (b) Banda S: rms= $10 \mu\text{Jy beam}^{-1}$; beam = $4.10'' \times 2.21''$, PA = -1° . (c) Banda C: rms= $6 \mu\text{Jy beam}^{-1}$; beam = $2.09'' \times 1.26''$, PA = 5° . Asimismo se indican los dos nudos de alta intensidad en el lóbulo (knot 1 y knot 2), las nuevas fuentes identificadas (RC-1, RC-2, RC-3, y RC-4), y dos fuentes de fondo (MRR-12 y MRR-20) reportadas por Martí, Rodríguez y Reipurth 1993.

4.3.2 Naturaleza de la emisión del continuo en radio

En esta sección, se estudian los diferentes mecanismos de emisión en el radio jet, mediante la comparación de mapas de índice espectral en distintos rangos de frecuencias y con distintas resoluciones angulares. Los mapas de bajas frecuencias con resolución angular relativamente baja ($4.81'' \times 2.73''$), se obtienen mediante la combinación de datos de bandas L y S y permiten estudiar el mecanismo de emisión que predomina en las componentes extendidas del jet (panel izquierdo en Figura 4.3). De manera similar, al combinar datos de bandas S y C, se obtienen mapas de mayor resolución angular ($2.56'' \times 1.37''$, $1.77'' \times 1.03''$), que permiten estudiar el mecanismo de emisión de las estructuras más compactas (paneles central y derecho en Figura 4.3). Finalmente, combinando datos de bandas L, S, y C, se obtiene el mapa de mayor resolución angular ($\sim 2''$), que cubre el mayor rango espectral (Figura 4.4).

En todos los mapas de índice espectral se midió un índice $\alpha = 0.33 \pm 0.02$ en la región central del jet, lo que sugiere emisión libre-libre parcialmente ópticamente gruesa, en acuerdo con lo que se espera para un radio jet térmico (Anglada 1996). En contraste, la emisión proveniente del jet colimado y del lóbulo noreste, muestra peculiares variaciones del índice espectral con el rango de frecuencias y la resolución angular.

En Figura 4.3a puede verse que los índices espectrales negativos dominan la emisión extendida en bandas L+S, sugiriendo que la naturaleza de la emisión es de origen no térmico. En los nudos de alta intensidad ubicados en el lóbulo noreste (knot 1 y 2) se miden índices espectrales de $\alpha = -0.5 \pm 0.4$, mientras que en regiones circundantes y en el jet colimado se computan valores aún más negativos (e.g., ~ -0.8 y ~ -0.7 , respectivamente), con errores típicos de 0.2.

Ya que la emisión sincrotrón domina a bajas frecuencias se espera que su contribución en bandas S+C sea menor. En efecto, la emisión térmica parece ser dominante en bandas S+C (Figura 4.3b), donde puede identificarse claramente una zona con índices espectrales positivos en el lóbulo noreste, alineada con el jet colimado. Sin embargo, los nudos de alta intensidad, knot 1 y knot 2, presentan una mezcla de índices espectrales planos ($\alpha \simeq 0$) y negativos ($\alpha \simeq -0.5$), indicando la presencia tanto de contribución libre-libre ópticamente delgada y emisión no térmica, respectivamente. Al aumentar la resolución angular en el mismo rango de frecuencias (bandas S+C, pesaje robust = 0; Figura 4.3c), la contribución de la emisión extendida está prácticamente ausente y los nudos knot 1 y 2 revelan su origen no térmico ($\alpha = -0.6 \pm 0.2$). En la misma imagen (Figura 4.3c), se observa una distribución alternada de índices espectrales positivos y negativos en la región más colimada del jet.

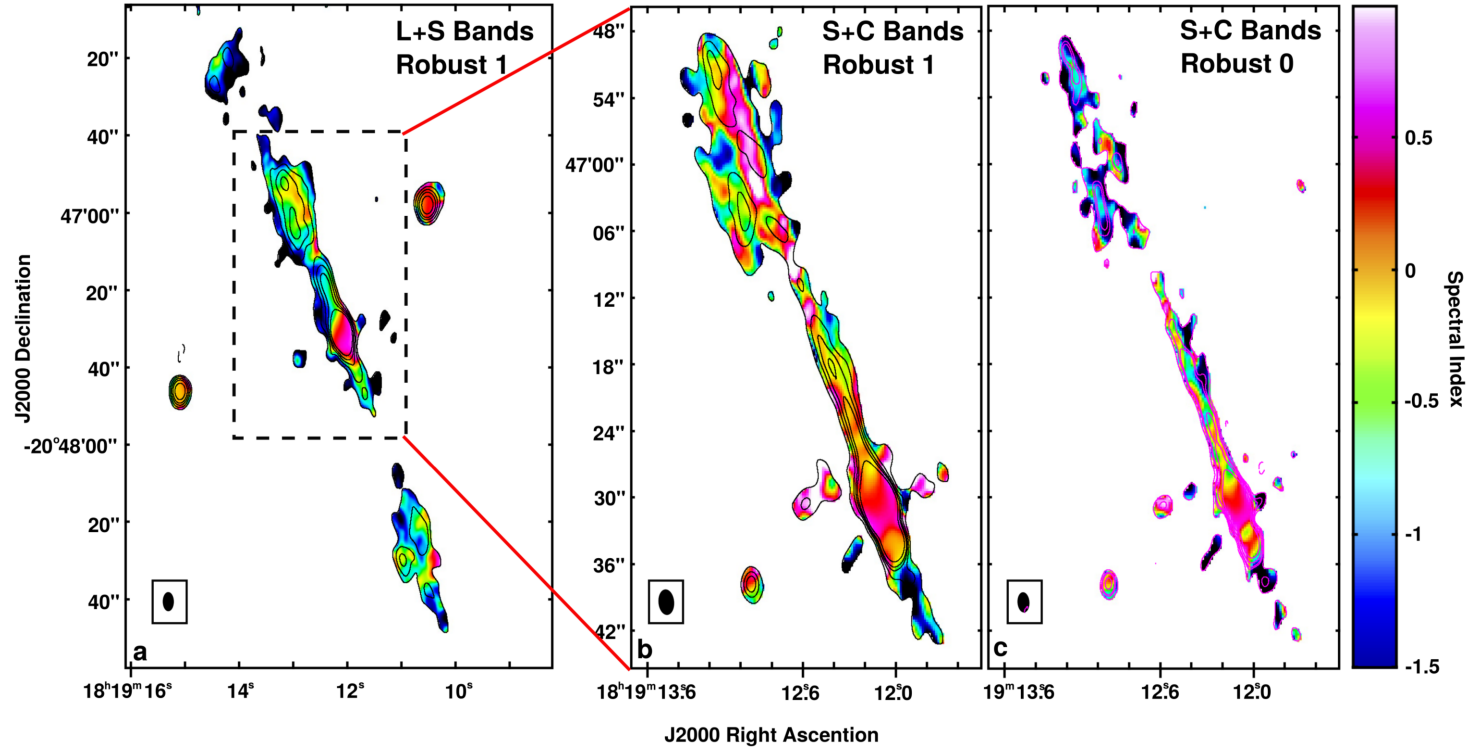


Figura 4.3: Superposición de imágenes de continuo en radio (contornos) sobre mapas de índice espectral (escala de color) en distintos rangos espectrales y utilizando diferentes pesajes. Los contornos representan 3, 5, 8, 12, y 20 veces el rms de la imagen continua en cada panel. (a) Imagen combinada de bandas L y S: pesaje brigss (robust=1), rms= $13 \mu\text{Jy beam}^{-1}$; beam = $4.81'' \times 2.73''$, PA = 0° . (b) Imagen combinada de bandas S y C: pesaje briggs (robust=1), rms= $6 \mu\text{Jy beam}^{-1}$; beam = $2.56'' \times 1.37''$, PA = 4° . (c) Imagen combinada de bandas S y C: pesaje briggs (robust=0), rms= $6 \mu\text{Jy beam}^{-1}$; beam = $1.77'' \times 1.03''$, PA = 4° . Los píxeles que se muestran corresponden a aquellos con una relación señal a ruido S/N > 3 en la imagen del continuo en radio.

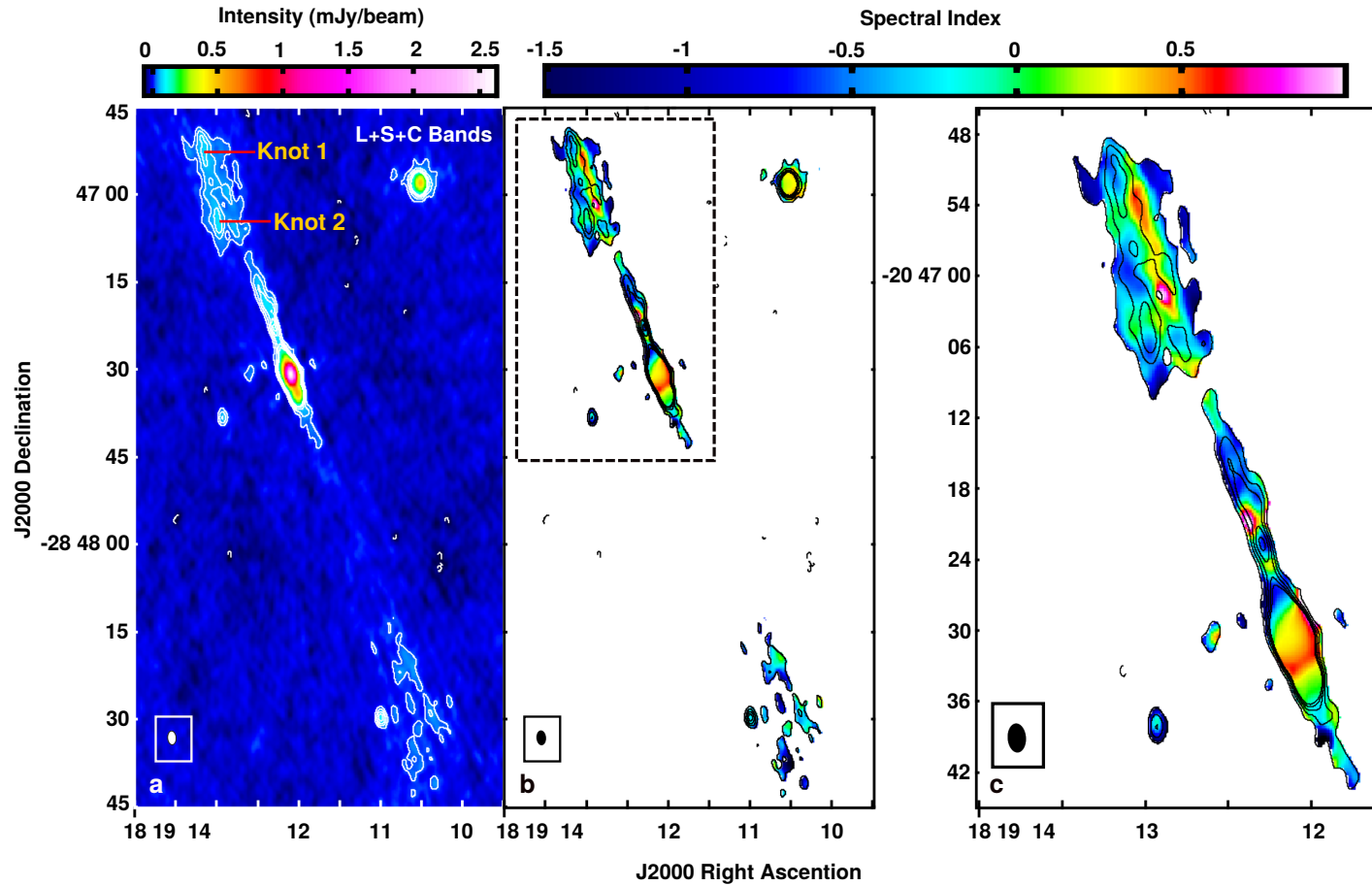


Figura 4.4: Región interna del jet HH 80-81: Imágenes del continuo en radio e índices espectrales, confeccionadas mediante la combinación de datos de bandas L, S, y C (época 2012), utilizando síntesis multifrecuencia del algoritmo *clean* y pesaje briggs (robust=1). Beam = $2.37'' \times 1.46''$ (PA=4°). (a) Emisión continua en radio; los contornos representan 3, 5, 7, 9, y 11 veces el rms, $9 \mu\text{Jy/beam}$. (b) Contornos de intensidad de panel (a) superpuestos al mapa de índice espectral (escala de color). Los píxeles que muestran en el mapa de índice espectral corresponden a aquellos con una relación señal a ruido $S/N > 3$ en la imagen del continuo en radio. (c) Ampliación de la región NE del jet.

En Figura 4.4 (bandas L+S+C), se espera que la emisión observada sea una combinación de componentes térmicas y no térmicas, debido al amplio rango de frecuencias de la imagen. En este caso, puede verse que la emisión no térmica domina tanto el lóbulo noreste como el jet, con índices espectrales $-1 \leq \alpha \leq 0$, y errores de ~ 0.4 . Los nudos 1 y 2 presentan índices espectrales de -0.5 ± 0.4 . Vale la pena señalar que muy cerca de la fuente térmica asociada con la protoestrella, en la región donde el jet parece colimarse, se computan índices espectrales de -0.6 ± 0.1 . Cerca de esta área se observan índices espectrales positivos y negativos en forma alternada, y se detecta un nudo de alta intensidad con $\alpha = -0.8 \pm 0.4$. Los errores en la región más colimada de jet (de 8 a 23 arcsec desde la región central) son del orden de 0.3. En este rango de frecuencias, también se observa la estructura de emisión térmica en el lóbulo noreste.

En resumen, la parte central del jet es consistente con un radio jet térmico, mientras que la emisión sincrotrón parece estar presente en diferentes regiones del jet colimado, en los nudos de alta intensidad (knot 1 y 2) que trazan choques donde impacta el jet, y en una componente extendida que rodea todo el radio jet.

4.3.3 El jet colimado

Las nuevas imágenes analizadas en este trabajo, revelan un interesante comportamiento de la distribución de índices espectrales en la región más colimada del radio jet. Se observa que el índice espectral cambia de positivo a negativo, y nuevamente a positivo. Esta es la primera vez que se dispone de imágenes con la calidad suficiente como para detectar estas variaciones. Por lo tanto, en esta sección se profundiza el análisis de la región más colimada del jet, estudiando la variación del índice espectral, el ancho del jet, y de la posición del eje central del jet, con la distancia z desde la protoestrella. Para ello, se analizan las imágenes de mayor relación señal a ruido, combinando datos de bandas L, S, y C.

A fin de computar la variación de los parámetros mencionados con la distancia z , se define en primera instancia una línea guía a lo largo del jet, desde la región central hasta el punto más alejado del lóbulo noreste ($\alpha(\text{J2000})=18^h19^m13.227^s$, $\delta(\text{J2000})=-20^\circ46'48.271''$), con una longitud total de ~ 45 arcsec. En cada píxel de esta línea se toman cortes transversales de 3 arcsec para computar los valores de intensidad e índice espectral. Para cada una de estas secciones transversales, se estima el ancho del jet como el FWHM de un ajuste Gaussiano al perfil de intensidad. Los valores de índice espectral y sus errores se miden en los píxeles donde se localiza el centro del ajuste Gaussiano, mientras que las variaciones en la posición del eje central del jet

se computan respecto a la línea de guía. La región del lóbulo noreste es mucho más compleja que la región más colimada del jet; los nudos más brillantes no se encuentran alineados con el jet colimado, y los perfiles de brillo en la región del lóbulo difieren significativamente de ajustes Gaussianos. Por este motivo, el análisis fue restringido hasta una distancia de ~ 23 arcsec desde el centro de fase de las observaciones. En Figura 4.5 se muestran las imágenes de intensidad e índice espectral de la región estudiada, y la variaciones de índice espectral, ancho del jet, y eje central del jet, con la distancia z .

En Figura 4.5 se ve que inicialmente el jet se ensancha, y su emisión presenta índices espectrales positivos, en consistencia con emisión térmica libre-libre. A una distancia de ~ 2 arcsec desde el centro, el jet continúa ensanchándose y el índice espectral comienza a disminuir, alcanzando su valor más negativo (~ -0.5) a ~ 5 arcsec, que coincide aproximadamente con el con el máximo relativo de ancho del jet. Luego, el jet comienza a volverse más angosto mientras el índice espectral incrementa, alcanzando nuevamente valores positivos a ~ 7 arcsec. Entre ~ 7 y ~ 9 arcsec el índice espectral decrece a valores negativos cuando el ancho del jet incrementa. A una distancia de ~ 16 arcsec, se observa nuevamente un máximo relativo en el índice, que coincide con el decremento del ancho del jet.

A excepción de la región central del jet (ver sección 4.3.2), el índice espectral parece disminuir en regiones donde el jet se ensancha, y aumentar cuando el jet se vuelve más delgado. Dado este comportamiento, se especula que la diferencia de presión entre el jet y el medio ambiente podría dar origen a expansiones y recolimaciones del jet. En este caso, el incremento de los índices espectrales en regiones angostas podría deberse a: (1) un incremento en la opacidad, (2) un aumento local en la emisión térmica, mediante la conversión de energía cinética en energía interna en los choques. Además, se observan desplazamientos laterales del eje central del jet, en consistencia con un jet precesante como fuera observado por Marti, Rodriguez y Reipurth 1993. Estos desplazamientos también podrían producir un incremento del índice espectral, e.g. en regiones donde el jet se aproxima a la línea de la visual, se vuelve aparentemente más grueso, aumentando por lo tanto la profundidad de integración de la radiación (y también la opacidad, si se asume una densidad constante). Es importante notar que estos comportamientos se asemejan a los observados en choques de recolimación en jets de AGNs (e.g, Mimica y col. 2009; Fromm y col. 2013; Perucho 2013). Los flujos supersónicos que no se encuentran en equilibrio de presión con su entorno generan estos choques naturalmente: (1) un jet con mucha presión se expande en el medio ambiente, (2) una vez que la presión del jet en regiones (radiales) más externas se

vuelve menor que la presión exterior, comienza la recolimación desde la frontera del jet hacia el eje del mismo, pero (3) al tratarse de un flujo supersónico, la información cruza el jet como un choque. Este proceso es natural para cualquier jet de flujo supersónico, incluyendo jets de YSO, y podría dar origen a la estructura observada. La interacción entre cáscaras de gas que se propagan a diferentes velocidades puede producir choques internos en un jet. Sin embargo, esto no implicaría cambios en el ancho del jet tan significativos como los que se producen en el caso de un jet con alta presión (Fromm y col. 2016). Resultados de simulaciones numéricas muestran que si los choques que se propagan son lo suficientemente intensos, pueden producir incrementos locales de presión y un aumento en la Sección transversal del jet, lo que podría ser causante de las características conocidas como componentes de arrastre (*trailing components*) (Agudo y col. 2001). No obstante, hay ciertas diferencias entre los choques que se propagan (y componentes de arrastre) y choques de recolimación estacionarios: (1) el nudo brillante coincidiría con la presencia del choque que se propaga, i.e., con una región expandida, y no con un mínimo del ancho del jet (como se observa en Figura 4.5), (2) las características de arrastre presentan una longitud de onda más corta que la distancia entre choques de recolimación, y (3) los choques viajeros y las características de arrastre se propagan *downstream* (en la región pre-choque). La evolución observada del ancho del jet con la distancia favorece en este caso, lo que implica fuertes cambios en el ancho del jet, nuestra interpretación en términos de choques de recolimación. Sin embargo, a fin de lograr una mejor comprensión de la naturaleza de la emisión y de la estructura de este jet altamente colimado, se precisan nuevas observaciones de mayor resolución angular y mayor sensibilidad, en intervalos de frecuencia menores.

4.3.4 Otras fuentes en radio continuo

Además del jet HH 80-81, se identificaron cuatro nuevas fuentes puntuales en el campo de la imagen (Figura 4.1). Las posiciones de estas fuentes se midieron en la imagen de mayor resolución angular ($2.09'' \times 1.26''$, en banda C). Asimismo, en los casos en que fue posible, se computaron los flujos a diferentes frecuencias para calcular los índices espectrales de estas fuentes. La fuente RC-1 presenta $\alpha_{(18.4-10)\text{cm}} > 0$ y $\alpha_{(10-5.5)\text{cm}} < 0$, sugiriendo que podría tratarse de una región HII (emitiendo radiación libre-libre), ópticamente gruesa a $\lambda > 10$ cm y ópticamente delgada a $\lambda < 10$ cm. Para la fuente RC-4 se obtiene $\alpha_{(10-5.5)\text{cm}} < 0$, que sugiere emisión no térmica aunque, dentro de los errores, también podría interpretarse como radiación libre-libre ópticamente delgada. Las fuentes RC-2 y RC-3 sólo fueron detectadas de manera confiable en

banda C. Los principales parámetros de estas radio fuentes se muestran en Tabla 4.2.

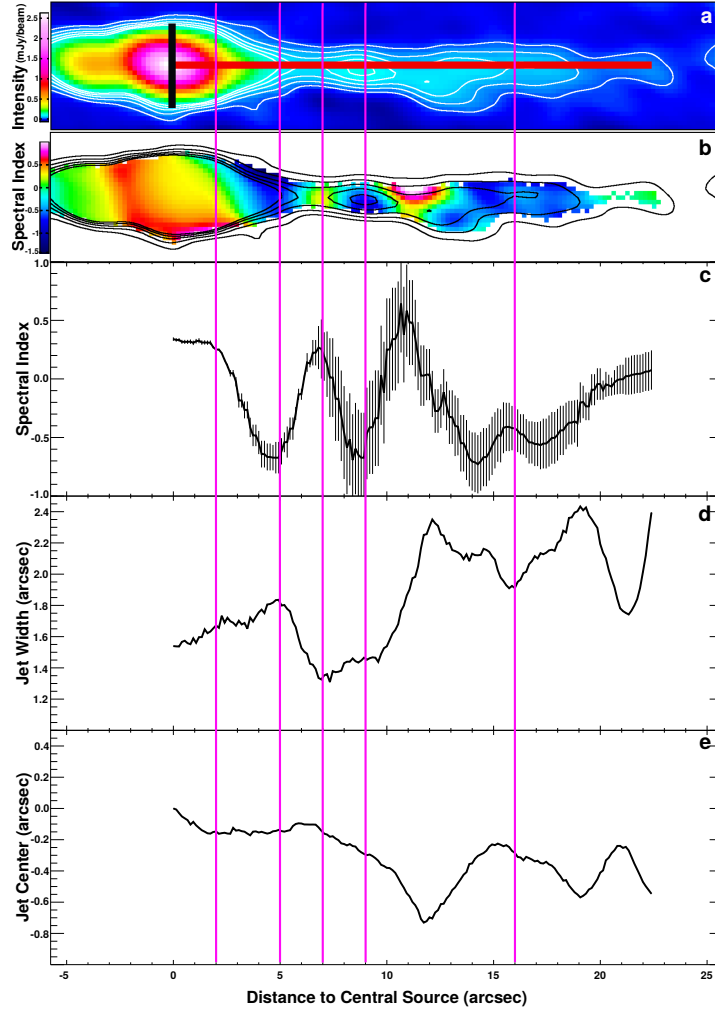


Figura 4.5: Variación de parámetros del jet con la distancia z , medida a lo largo de la región altamente colimada del jet, desde el centro de fase de las observaciones. (a) Imagen del continuo en radio (bandas L+S+C, en escala de color), y contornos de intensidad correspondientes a 3, 5, 7, 9, 20 veces el rms de la imagen ($9 \mu\text{Jy/beam}$). Superpuestas a la imagen se muestran dos líneas de referencia: la línea roja indica el rango total considerado para computar la variación de parámetros en la región más colimada del jet ($\sim 23 \text{ arcsec}$); la línea negra indica el tamaño de la Sección transversal (3 arcsec) utilizada para computar la intensidad y los valores del índice espectral a lo largo de la línea roja. (b) Se muestra la superposición de la imagen de continuo en radio de panel *a* (contornos) sobre el mapa de índice espectral, obtenido con la técnica de síntesis multifrecuencia (escala de colores), usando pesaje briggs (robust=1). Los paneles (c), (d), y (e) muestran la variación de índice espectral, anchura del jet, y eje central del jet con la distancia z , respectivamente. la anchura del jet se estima como el FWHM de un ajuste Gaussiano al perfil de brillo, mientras que las variaciones del eje central del jet se computan con respecto a la línea de referencia roja. Las líneas verticales indican distancias de 2, 5, 7, 9, y 16 arcsec desde la protoestrella.

Cuadro 4.2: PARÁMETROS DE NUEVAS FUENTES

FUENTE	Posición		Flujo (μJy)			Índice Espectral	
	$\alpha(\text{J2000})$	$\delta(\text{J2000})$	18.4 cm	10 cm	5.5 cm	$\alpha_{(18.4-10)\text{cm}}$	$\alpha_{(10-5.5)\text{cm}}$
RC-1 ^a	18 ^h 19 ^m 10.99 ^s	−20°48′29.59″	444 ± 56	662 ± 78	481 ± 48	+0.7 ± 0.3	−0.5 ± 0.2
RC-2 ^b	18 19 12.48	−20 47 27.30	—	—	61 ± 8	—	—
RC-3 ^b	18 19 12.58	−20 47 30.45	—	—	100 ± 8	—	—
RC-4 ^c	18 19 12.93	−20 47 37.77	—	81 ± 6	60 ± 8	—	−0.5 ± 0.3

Todas las posiciones fueron medidas a partir de un ajuste Gaussiano en la imagen de banda C, con la mayor resolución ($2.09'' \times 1.26''$, PA=5°).

4.4 Sobre aceleración de partículas

La primera prueba concluyente de la presencia de emisión sincrotrón en un YSO fue reportada por Carrasco-González y col. 2010, mediante la detección de emisión linealmente polarizada a 6 cm en el radio jet HH 80-81. Los modelos teóricos de aceleración difusiva en choques (DSA) en jets de YSOs (Araudo y col. 2007; Bosch-Ramon y col. 2010) muestran que, bajo ciertas condiciones, estas fuentes pueden acelerar partículas a energías relativistas en fuertes choques adiabáticos producidos por la interacción del jet con la nube molecular circundante, como se muestra en Figura 4.6 (ver también Padovani y col. 2015 y Padovani y col. 2016 para el caso de protoestrellas de baja masa). En base al estudio previo de la fuente triple en Serpens (capítulo 3, Rodríguez-Kamenetzky y col. 2016), y del jet HH 80-81 (este capítulo, Rodríguez-Kamenetzky y col. 2017), se infiere que los choques reversos adiabáticos pueden ocurrir cuando la relación entre la densidad del jet y el ambiente es menor que la unidad ($n_{\text{jet}} < n_{\text{amb}}$), y la velocidad del jet es moderadamente alta en comparación a valores típicos (algunos cientos de kilómetros por segundo). Sin embargo, aun se desconoce el mecanismo responsable de acelerar partículas en estos sistemas.

Considerando el escenario más simple en que el nudo 1 indica la región de terminación del jet (ver Figura 4.6), se estudia la posibilidad de acelerar electrones tanto en el choque delantero como en el choque reverso (Disco de Mach). A fin de discernir si un choque es radiativo o adiabático se adopta el criterio establecido por Blondin, Konigl y Fryxell 1989. Estos autores definen el parámetro adimensional de enfriamiento $\chi_s \equiv d_{\text{cool}}/r_{\text{jet}}$ para comparar la distancia de enfriamiento térmico (d_{cool}) con el radio del jet (r_{jet}) en la posición del choque (ver Sección 1.3.3). Aquí, d_{cool} representa la distancia detrás del choque estacionario radiativo hasta el punto donde el gas (que entra en el choque a velocidad v_s) es enfriado a $\sim 10^4$ K. Cuando el gas calentado colisionalmente no puede enfriarse antes de dejar la superficie de trabajo, $\chi_s \gg 1$ y el choque es eficientemente adiabático, mientras que para un choque completamente radiativo, el gas en la región post-choque pierde su energía térmica a una distancia relativamente corta del choque, resultando $\chi_s \ll 1$.

A fin de estimar el parámetro χ_s , se mide el radio del jet como el semieje menor del ajuste Gaussiano al nudo 1 en la imagen de mayor ancho de banda espectral (bandas L+S+C) y resolución angular, ver Figura 4.4; el valor obtenido es $r_{\text{jet}} = 1.21'' = 3.08 \times 10^{16}$ cm. La distancia de enfriamiento de un choque que se propaga con velocidad v_s en un medio de densidad

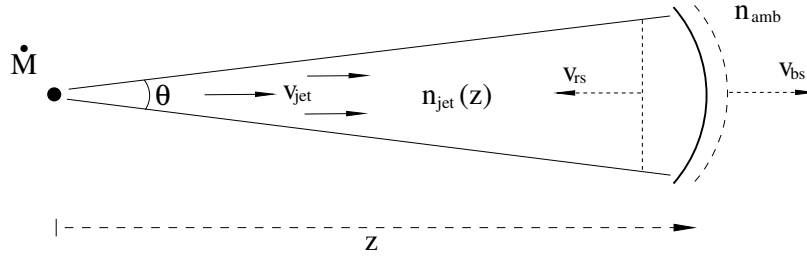


Figura 4.6: Esquema que muestra los parámetros involucrados en la interacción del jet con la nube molecular que circunda la protoestrella. Adaptada de Rodríguez-Kamenetzky y col. 2016.

n puede estimarse como:

$$\left(\frac{d_{cool}}{cm}\right) = 1.8 \times 10^{14} \left(\frac{100 \text{ cm}^{-3}}{n}\right) \left(\frac{v_s}{100 \text{ km s}^{-1}}\right)^{4.67}; \quad v_s > 60 \text{ km s}^{-1} \quad (4.1)$$

(Hartigan, Raymond y Hartmann 1987) y

$$\left(\frac{d_{cool}}{cm}\right) = 2.24 \times 10^{14} \left(\frac{100 \text{ cm}^{-3}}{n}\right) \left(\frac{v_s}{100 \text{ km s}^{-1}}\right)^{4.5}; \quad v_s > 400 \text{ km s}^{-1} \quad (4.2)$$

(Raga, Noriega-Crespo y Velázquez 2002). En lo subsiguiente, se estima la distancia de enfriamiento en el choque delantero (*bow shock*) y en el disco de Mach (*choque reverso*) del nudo 1.

4.4.1 Choque delantero (*bow shock*)

En la actualidad, no se cuenta con mediciones del movimiento propio de los nudos de alta intensidad detectados en el lóbulo noreste del jet HH 80-81, ya que hasta ahora, ninguna observación ha sido capaz de resolver e identificar estas estructuras. Luego, la velocidad de propagación del nudo 1 (v_{bs} , velocidad del bow shock) debe ser estimada en forma indirecta.

Siguiendo el trabajo de Blondin, Fryxell y Konigl 1990, al igualar el flujo de momento del haz (flujo colimado supersónico) en la superficie de trabajo con el flujo de momento del bow shock, es posible hallar una expresión aproximada para v_{bs} :

$$v_{bs} \approx \frac{v_{jet}}{1 + \eta^{-1/2}}, \quad \eta \equiv \frac{n_{jet}}{n_{amb}} \quad (4.3)$$

Para la densidad del ambiente se adopta el valor promedio medido por Torrelles y col. 1986: $n_{\text{amb}} = 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, y para la velocidad del jet se toma $v_{\text{jet}} = 1000 \text{ km s}^{-1}$ (Marti, Rodriguez y Reipurth 1995). La densidad del jet a una distancia z de la protoestrella puede estimarse siguiendo los cálculos en Sección 4.6, obteniendo el valor $n(z_{\text{knot}}) = 40 \text{ cm}^{-3}$. Luego, a partir de ecuación (4.3) la velocidad del bow shock resulta $v_{\text{bs}} = 80 \text{ km s}^{-1}$. De acuerdo a este valor, la distancia de cooling se deriva a partir de ecuación 4.1, obteniéndose así una razón $d_{\text{cool}}/r_{\text{jet}}$ menor que la unidad (4×10^{-5}). Esto implica que el bow shock es un choque radiativo, y por lo tanto, la mayor parte de las ondas de Alfven son suprimidas y el mecanismo DSA resulta ineficiente.

4.4.2 Disco de Mach (choque reverso)

A fin de estudiar si es posible acelerar partículas de manera eficiente en el choque reverso, antes debe estimarse su velocidad de propagación v_{rs} . A partir de argumentos de conservación en las ecuaciones de fluidos, y asumiendo equilibrio de presiones en la región de choque, la velocidad del choque reverso puede expresarse como:

$$v_{\text{rs}} = v_{\text{jet}} - 3v_{\text{bs}}/4 \quad (4.4)$$

Considerando los valores de v_{bs} y v_{jet} adoptados en la Sección previa, la velocidad del choque reverso resulta $v_{\text{rs}} \sim 940 \text{ km s}^{-1}$. Luego, la distancia de enfriamiento estimada a partir de ecuación (4.2), donde $n = n_{\text{jet}}$, da como resultado un cociente $d_{\text{cool}}/r_{\text{jet}} = 432$. Esto implica un choque reverso adiabático que, en principio, sería capaz de producir aceleración de partículas a energías relativistas.

4.4.3 Aceleración de partículas: eficiencia y energía

A continuación, se muestra explícitamente que la fuente puede producir electrones relativistas necesarios para generar la radiación sincrotrón observada, y se discute la eficiencia del proceso.

La escala temporal de aceleración de electrones en el choque reverso es:

$$t_{\text{acc}} = \eta \frac{E}{eBc}, \quad (4.5)$$

$$\text{con } \eta \sim 20 \frac{D}{r_{\text{g}} c} \left(\frac{c}{v_{\text{rs}}} \right)^2. \quad (4.6)$$

En estas expresiones B es la intensidad de campo magnético, E es la energía de las partículas, v_{rs} está dada por ecuación 4.4, y D es el coeficiente de difusión. En el límite de Bohm $D \sim D_B = r_g \frac{c}{3}$, siendo r_g el radio de giro de las partículas que estarían siendo aceleradas. Luego,

$$\eta \sim \frac{20}{3} \left(\frac{c}{v_{rs}} \right)^2. \quad (4.7)$$

Si las pérdidas por emisión sincrotrón son dominantes, la energía máxima de los electrones $-E_{\max}$ está determinada por la condición $t_{\text{acc}} = t_{\text{synch}}$, donde t_{synch} es la escala temporal de las pérdidas sincrotrónicas. En unidades adecuadas se tiene:

$$t_{\text{synch}} \sim 4 \times 10^{11} \left(\frac{B}{\text{mG}} \right)^{-2} \left(\frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-1} \text{ s}. \quad (4.8)$$

Luego,

$$E_{\max} \sim 2.4 \times 10^3 \left(\frac{v_{rs}}{10^8 \text{ cm s}^{-1}} \right) \left(\frac{B}{\text{mG}} \right)^{-\frac{1}{2}} \text{ GeV}. \quad (4.9)$$

La intensidad del campo magnético y el régimen de difusión se desconocen. En adelante se considera una intensidad de campo magnético del orden de 1 mG (Carrasco-González y col. 2010), y difusión de Bohm. Luego, la energía máxima de los electrones resulta $E_{\max} \sim 2 \text{ TeV}$. Esto implica un factor de Lorentz de $\gamma \sim 4 \times 10^6$ para los electrones. Este valor debe considerarse como un límite superior, ya que otras pérdidas tales como *Bremsstrahlung* relativista están presentes. En todo caso, la energía necesaria para producir la emisión no térmica observada en radio frecuencias mediante el mecanismo sincrotrón (del orden de $\sim \text{GeV}$) es fácilmente alcanzada en esta fuente. Esto no parece ocurrir en otros YSOs, con jets más lentos inmersos en medios más densos. En particular, si la densidad numérica de átomos que no se encuentran completamente ionizados es grande, las pérdidas por ionización pueden detener el proceso de aceleración (Bosch-Ramon y col. 2010; Padovani y col. 2015; Padovani y col. 2016). El punto crucial es que, si el choque es radiativo en vez de adiabático, se generaría mucho calor en la región de impacto, lo que aumentaría drásticamente la entropía. Esto significa que todo orden sería destruido, en particular las inhomogeneidades en el campo magnético que hacen posible la aceleración de partículas por mecanismo DSA. Ya que la condición de adiabaticidad es que

la escala de tiempo térmica $t_{\text{therm}} \propto n^{-2}$ sea mayor que la escala temporal del choque t_{sh} (o en forma equivalente $d_{\text{cool}} > r_{\text{jet}}$), el mecanismo DSA sería detenido tanto en un choque lento como en un medio muy denso. En este sentido, las condiciones en el jet HH 80-81 parecen ser bastante especiales, convirtiéndolo en un laboratorio único para el estudio de aceleración de partículas en jets protoestelares.

La luminosidad sincrotrón que puede esperarse de los electrones dependerá de la eficiencia para transformar energía del choque en partículas no térmicas, y de la fracción que se transmite a los electrones. Actualmente, se desconoce qué tan eficiente pueda ser la aceleración de partículas en el caso de jets protoestelares. Sin embargo, es posible obtener cierta información acerca de los rayos cósmicos detectados en Tierra, y realizando una comparación con el caso más comprendido de choques en supernovas Galácticas, arribar a una estima preliminar.

La densidad de energía de rayos cósmico Galácticos en torno a la Tierra puede explicarse si el 1 % – 10 % de la energía involucrada en explosiones supernovas Galácticas es utilizado en acelerar CR (Ginzburg y Syrovatskii 1964). Estudios detallados de remanentes de supernova tales como los de la región noreste de SNR RCW 86 (Helder y col. 2009) sugieren que la aceleración de CR es extremadamente eficiente, con $\eta \approx 87\%$ para choques con velocidades de $\sim 6000 \text{ km s}^{-1}$. Incluso si la velocidad del choque es mucho menor (1200 km s^{-1}), la eficiencia de aceleración es de un 18 %. Investigaciones recientes, más realistas, basadas en simulaciones magneto-hidrodinámicas tridimensionales de ondas de choque en supernovas que se propagan en un medio difuso (Shimoda y col. 2015), muestran que los valores anteriormente mencionados podrían estar sobre estimados en un 10 % – 40 %. Esto se debe a que, en estos casos, el frente de choque no es plano, sino ondulado, y la energía cinética no se disipa en forma inmediata en la región post-choque. En base a esto, parece razonable considerar eficiencias de $\sim 10\%$ para choques de $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ que se desplazan en un medio complejo como es el caso del jet HH 80-81, i.e. de acuerdo con inferencias observacionales en una variedad de circunstancias y predicciones teóricas (ver, por ejemplo, Bell 2013, Blasi 2013, y Morlino y col. 2013).

La composición de rayos cósmicos en la vecindad del sistema solar, indica que alrededor de un 1 % de ellos son electrones. La relación de luminosidad de electrones a protones, tal como se produce en procesos de aceleración estocásticos en diferentes fuentes, es una cantidad importante, relevante en varios aspectos del modelado de las fuentes. Generalmente, la tasa mencionada del 1 % se asume válida en el caso de fuentes Galácticas. Diferentes tipos de observaciones muestran que las proporciones promedio se hallarían cerca de este valor (aunque, dependiendo de las

condiciones específicas de cada fuente, se esperan fluctuaciones; ver Merten y col. 2017).

A fin de obtener una estima de la luminosidad sincrotrón esperada en HH 80-81, se deriva primero la luminosidad sincrotrón bolométrica del choque, siguiendo el trabajo de Bosch-Ramon y col. 2010:

$$\frac{L_{\text{shock}}}{\text{erg s}^{-1}} \sim 10^{35} \left(\frac{R}{3 \times 10^{16} \text{ cm}} \right)^2 \left(\frac{v_{\text{rs}}}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^3 \left(\frac{n_j}{40 \text{ cm}^{-3}} \right) \quad (4.10)$$

De acuerdo a las consideraciones mencionadas anteriormente, se adopta una eficiencia del 10% para la aceleración de partículas en los choques de HH 80-81, y se asume que el $\sim 1\%$ de ellas son electrones. Así, se obtiene una luminosidad bolométrica $L_{\text{synch}} \sim 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$, que se encuentra muy por encima del valor inferido a partir de las observaciones en radio ($L_{(1-6)\text{GHz}} \sim 9 \times 10^{27} \text{ erg s}^{-1}$, luminosidad sincrotrón integrada en el rango 1-6 GHz). Luego, puede verse que asumiendo parámetros razonables, la emisión sincrotrón observada parece ser fácilmente explicada mediante aceleración de partículas en choques intensos del jet con el medio ambiente.

4.5 Conclusiones

Se presentó un análisis de nuevas observaciones de la región interna del jet HH 80-81, tomadas con el radio interferómetro JVL A. El estudio de la morfología del jet y la naturaleza de su emisión en radio permite arribar a las siguientes conclusiones:

1. La región interna del jet es detectada en todas las frecuencias analizadas, con una extensión de $\sim 1 \text{ pc}$. A bajas frecuencias y con baja resolución angular, se observa una morfología extendida de tipo lóbulo, en dirección noreste y suroeste de la fuente excitadora del jet. Al aumentar la frecuencia y la resolución angular, las observaciones revelan un jet altamente colimado y la presencia de nudos de alta intensidad.
2. En la región más colimada se observa una distribución alternada de índices espectrales positivos y negativos, y variaciones en el ancho del jet. La tendencia general parece indicar que el jet alcanza valores negativos del índice espectral en regiones de ensanchamiento, y valores positivos cuando se vuelve más angosto. Se especula que diferencias de presión entre el jet y el medio ambiente podrían dar origen a expansiones y recolimaciones del jet; un comportamiento que se asemeja a lo observado en choques de recolimación en jets de AGNs.

3. Los índices espectrales medidos en la región central del jet son consistentes con emisión libre-libre parcialmente ópticamente gruesa. A bajas frecuencias la emisión extendida del jet se caracteriza por presentar índices espectrales negativos, lo que sugiere la presencia de radiación no térmica. Al aumentar las frecuencias, se detectan índices espectrales tanto positivos como negativos, indicando la contribución de emisión térmica y no térmica. Sin embargo, en la imagen de mayor resolución angular en el rango 2-4 GHz, y para la cual se obtiene el menor rms, los nudos de alta intensidad (*knot* 1 y 2) en el lóbulo noreste revelan su origen no térmico ($\alpha = -0.6 \pm 0.2$).
4. Se discute la posibilidad de acelerar partículas en forma eficiente tanto en el choque delantero como en el choque reverso del nudo *knot* 1, y se concluye es posible acelerar electrones vía mecanismo DSA en el choque reverso.

4.6 Apéndice: Densidad de jet en un viento estelar bipolar

Se considera un viento estelar cuya emisión continua es modelada por Reynolds 1986 (ver Sección 2.3 y Figura 4.7), caracterizado por una tasa de pérdida de masa (\dot{M}), velocidad de eyección (v), distancia a la que comienza el jet ionizado respecto a la protoestrella (z_0), y semi-ángulo de apertura del viento (θ_0). Considerando conservación de masa en el flujo de un fluido, la densidad de partículas (n) puede obtenerse en función de la distancia z a la protoestrella. La ecuación de continuidad establece:

$$\dot{M} = 2S(z) n \mu v \quad (4.11)$$

Siendo $S(z)$ el área superficial que atraviesa el viento a una distancia z de la protoestrella, y μ la masa del hidrógeno. El factor 2 indica que la masa perdida por la estrella se distribuye en dos secciones esféricas. A partir de ecuación 4.11 puede obtenerse $n = n(z)$, que, en unidades adecuadas resulta:

$$\frac{n(z)}{\text{cm}^{-3}} = 3.15 \times 10^{20} \left(\frac{\dot{M}}{\text{M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}} \right) \left(\frac{\mu}{\text{gr}} \right)^{-1} \left(\frac{v}{\text{km s}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{S(z)}{\text{cm}^2} \right)^{-1} \quad (4.12)$$

A fin de estimar $n(z)$, es preciso calcular \dot{M} . Para ello se recurre a la ecuación presentada por

Beltrán y col. 2001 (Eq. 3 en ese trabajo), basada en el artículo de Reynolds 1986:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} \right) &= 0.108 \left[\frac{(2 - \alpha)(0.1 + \alpha)}{1.3 - \alpha} \right]^{0.75} \left[\left(\frac{S_{\nu}}{\text{mJy}} \right) \left(\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right)^{-\alpha} \right]^{0.75} \\ &\times \left(\frac{V_*}{200 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{\nu_m}{10 \text{ GHz}} \right)^{0.75\alpha - 0.45} \left(\frac{\theta_o}{\text{rad}} \right)^{0.75} (\sin i)^{-0.25} \left(\frac{d}{\text{kpc}} \right)^{1.5} \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{-0.075}, \end{aligned} \quad (4.13)$$

Donde V_* es la velocidad del viento en la base del jet, θ_o es el ángulo de apertura de inyección del jet, i la inclinación del eje del jet respecto a la línea de la visual (que se asume $\sim 90^\circ$), T la temperatura, S_{ν} la densidad de flujo de la fuente a la frecuencia ν (menor que la frecuencia ν_m , por encima de la cual el jet se vuelve ópticamente delgado), y α el índice espectral de la fuente. Todos los parámetros involucrados en las ecuaciones de listan en tabla 4.3.

El ángulo de apertura de inyección del jet θ_o está relacionado con el semi-ancho de inyección del jet r_o , a la distancia z_o (donde la densidad de gas ionizado es más alta): $\tan \theta_o = r_o / z_o$. Tanto r_o como z_o son parámetros desconocidos, pero, siguiendo el trabajo de Reynolds 1986, se asume que la dependencia del semi-ancho del jet con la distancia z sigue una ley de potencias:

$$r(z) = r_o \left(\frac{z}{z_o} \right)^{\varepsilon} \quad (4.14)$$

donde ε es un parámetro determinado por el índice espectral de la fuente ($\alpha = 1.3 - 0.7\varepsilon$, considerando un flujo isotérmico, de velocidad constante y completamente ionizado, Reynolds 1986). Midiendo el semi-ancho del jet r_{knot} en la posición del nudo 1 (z_{knot}), y haciendo uso de ecuación 4.14, es posible escribir una expresión para θ_o :

$$\theta_o = \tan^{-1} \left(\frac{r_{\text{knot}}}{z_{\text{knot}}^{\varepsilon}} z_o^{\varepsilon - 1} \right) \quad (4.15)$$

Luego, asumiendo un valor inicial de 10 au para z_o en ecuación 4.15, se obtiene el primer valor aproximado de $\theta_o = 0.33$ rad. Así, haciendo uso de la expresión para z_o dada por Beltrán y col. 2001,

$$\begin{aligned} \left(\frac{z_o}{\text{au}} \right) &= 26 \left[\frac{(2 - \alpha)(0.1 + \alpha)}{1.3 - \alpha} \right]^{0.5} \times \left[\left(\frac{S_{\nu}}{\text{mJy}} \right) \left(\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right)^{-\alpha} \right]^{0.5} \left(\frac{\nu_m}{10 \text{ GHz}} \right)^{0.5\alpha - 1} \\ &\times \left(\frac{\theta_o \sin i}{\text{rad}} \right)^{-0.5} \left(\frac{d}{\text{kpc}} \right) \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{-0.5} \end{aligned} \quad (4.16)$$

se realiza un proceso iterativo para hallar valores convergentes de θ_o y z_o , obteniéndose $\theta_o = 0.2772 \text{ rad} \simeq 16^\circ$ y $z_o = 20 \text{ au}$. A fin de establecer la estabilidad de la convergencia de estos valores, se realizó el proceso iterativo tomando diferentes valores iniciales de z_o ; el resultado obtenido en todos los casos fue el mismo, indicando la convergencia estable de estos valores. Luego, a partir de ecuación 4.13 se obtiene una tasa de pérdida de masa $\dot{M} = 6 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, y finalmente, con ecuación 4.12 es posible estimar la densidad del jet en la posición del nudo 1: $n(z_{\text{knot}}) = 40 \text{ cm}^{-3}$.

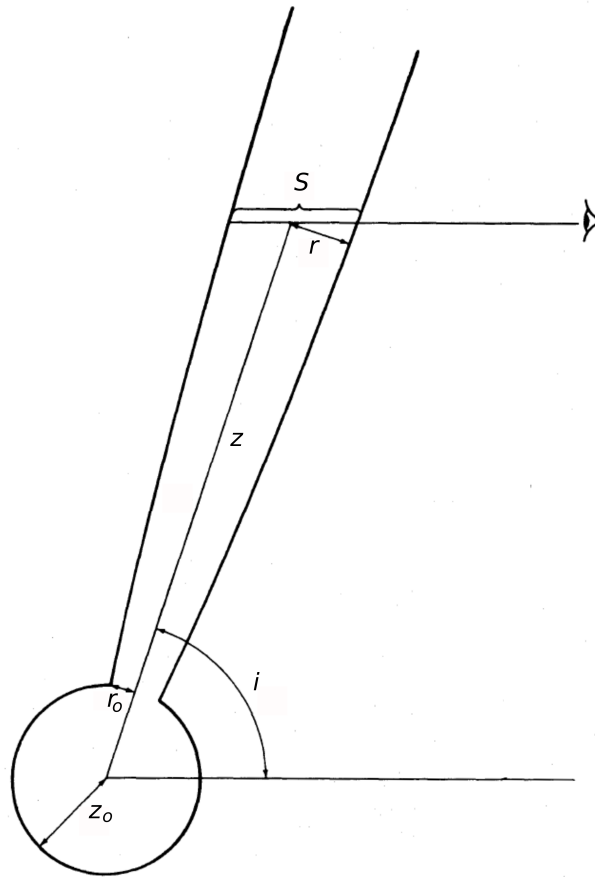


Figura 4.7: Geometría del jet. Se asume que el jet es inyectado a una distancia z_o de la protoestrella, donde su anchura es r_o . Figura adaptada de Reynolds 1986. Ver Sección 2.3.

Cuadro 4.3: PARÁMETROS INVOLUCRADOS EN LAS ECUACIONES

Parámetro	Valor	Descripción
α^a	0.33	índice espectral
ε	0.72	índice en ley de potencias que describe el semi-ancho del jet
S_V^a	2.63 mJy	Densidad de flujo
ν	3.880287 GHz	Frecuencia de referencia
ν_m	100 GHz	Frecuencia de corte
θ_o	0.2772 rad	ángulo de apertura de inyección del jet
z_o	20 au	Distancia de inyección del jet
T	10^4 K	Temperatura electrónica
d	1.7 kpc	Distancia al sistema HH 80-81
μ	1.6735×10^{-24} gr	Masa del átomo de Hidrógeno
$S(z)^b$	2.8×10^{33} cm ²	Sección transversal del jet
w_{knot}^c	2057 au = 3×10^{16} cm = 1.21''	Semi-ancho del jet
z_{knot}^d	71400 au = 1×10^{18} cm = $z = 42'' \sim 0.35$ pc	Distancia del choque <i>knot 1</i> a la fuente impulsora del jet

^a Los valores de α , S_V , y ν , corresponden a la imagen L+S+C.

^b Sección transversal que atraviesa el jet a la distancia z_{knot} .

^c Semi-eje menor del ajuste Gaussiano al choque *knot 1* en la imagen combinada de bandas L+S+C.

^d Medido en la imagen combinada de bandas L+S+C .



5. HH 80 y HH 81: Aceleración de partículas

En este capítulo se presenta un análisis de observaciones en radio (JVLA), óptico (HST¹), y rayos-X (CHANDRA² y XMM Newton³) de los objetos HH 80 y HH 81, y se plantea un posible escenario para dar cuenta de la emisión observada en los rangos de energía estudiados. Asimismo, se presentan las observaciones en radio de mayor resolución angular existentes hasta la fecha del objeto HH 80N, revelando por primera vez la estructura de *bow shock* asociada a un objeto Herbig-Haro en estas longitudes de onda.

5.1 Introducción

Los jets de objetos estelares jóvenes suelen presentar una morfología simple en radiofrecuencias, que consiste en una fuente elongada dominada por la emisión de electrones térmicos. A escalas de parsecs, la manifestación más clara de la eyección de material son los objetos Herbig-Haro (HH), que trazan choques producidos en la interacción de un jet supersónico con el medio (Sección 1.2.4). Desde su descubrimiento (Herbig 1951 y Haro 1952), estos objetos han sido estudiados en los rangos del óptico, infrarrojo, y radio, y recientemente se ha reportado emisión de rayos-X detectada con las misiones Chandra y XMM-Newton en algunos casos (Pravdo y col. 2001; Favata y col. 2002; Bally, Feigelson y Reipurth 2003; Pravdo, Tsuboi y Maeda 2004;

¹ *Hubble Space Telescope*, perteneciente a La Administración Nacional de la Aeronáutica y del Espacio (NASA)

² *CHANDRA X-ray Observatory*, NASA.

³ *XMM-Newton Satellite*, de la Agencia Espacial Europea (ESA).

Tsujimoto y col. 2004).

Los objetos HH 80 y HH 81, descubiertos por Reipurth y Graham 1988, se ubican en el borde de la nube molecular L 291 a 1.7 kpc, en una región de formación estelar reciente. La fuente excitadora es IRAS 18162-2048 que estaría asociada a una estrella masiva (e.g, Carrasco-González y col. 2012). HH 80 y HH 81 fueron los primeros objetos HH en ser detectados en radiofrecuencias (Rodríguez y Reipurth 1989), con densidades de flujo de algunos mJy. En 1993, Martí, Rodríguez y Reipurth 1993, reportaron la existencia del objeto HH 80 Norte (HH 80N), identificado como la contraparte septentrional de HH 80 y HH 81. Al hallarse profundamente inmerso en la nube molecular, HH 80N no es detectable en el rango óptico, por lo que constituye el primer objeto HH reconocido como tal, detectado sólo en radio. Sin embargo, su naturaleza HH fue corroborada posteriormente mediante efectos fotoquímicos detectados en una condensación de gas molecular y polvo localizada por delante de este objeto (Girart y col. 1994; Girart, Estalella y Ho 1998; Masqué y col. 2009).

El estudio cinemático de los objetos HH 80, HH 81, y HH 80N, indica movimientos propios entre $\sim 200\text{-}400 \text{ km s}^{-1}$ (Masqué y col. 2015; Heathcote, Reipurth y Raga 1998). Para estos objetos también se han reportado índices espectrales negativos en el rango centimétrico ~ -0.3 (Martí, Rodríguez y Reipurth 1993), sugiriendo la presencia de una componente de emisión no térmica. Los modelos teóricos de aceleración de partículas (e.g., Araudo y col. 2007; Bosch-Ramon y col. 2010; Romero y col. 2010) predicen emisión en un amplio rango de longitudes de onda, desde radio hasta rayos-gamma. No obstante, por lo general, estos choques se encuentran inmersos en la nube molecular, lo cual dificulta su detección a altas energías. En este sentido, la detección de emisión en rayos-X en los objetos HH 80 y HH 81, hace posible llevar a cabo un análisis más profundo de la interacción jet-nube en un amplio rango espectral (e.g., radio, óptico, rayos-X).

5.2 Observaciones

5.2.1 Radio continuo

Las observaciones en radio se llevaron a cabo con el radio-interferómetro JVLA del NRAO en bandas L, S, y C (correspondiente a los rangos de frecuencia 1-2 GHz, 2-4 GHz, y 4-6 GHz, en cada caso) en la configuración B, durante las fechas 12 y 16 de Junio del año 2012 (código del proyecto: 12A-240).

Debido a fuertes interferencias en las bandas L y S, el ancho de banda efectivamente utilizado

fue 1.3-1.7 GHz y 2.4-3.6 GHz, respectivamente. Cada banda está dividida en 1024 canales: de 1 MHz para banda L, y 2 MHz para bandas S y C. Las calibraciones de flujo y bandpass se realizaron mediante la observación del calibrador 3C286, mientras que para la calibración en ganancia compleja se observó la fuente J1911-2006. El centro de fase de las observaciones fue $\alpha(\text{J2000})=18^{\text{h}}19^{\text{m}}12.1^{\text{s}}$, $\delta(\text{J2000})=-20^{\circ}47'30.9''$. Los datos fueron calibrados con el paquete de reducción de datos CASA (versión 4.5.0), siguiendo los procedimientos estándar aplicados a observaciones de JVL A. Los datos fueron procesados utilizando la tarea *clean* de CASA, y síntesis multi-frecuencia (Rau y Cornwell 2011).

Para este set de datos se construyeron imágenes de distinto ancho de banda con ponderación natural: 0.34 GHz (centradas en $\lambda = 20$ cm y $\lambda = 16.7$ cm), 0.64 GHz (centradas en $\lambda = 11$ cm y $\lambda = 9$ cm), y 1 GHz (centradas en $\lambda = 6$ cm y $\lambda = 5$ cm). Estas imágenes fueron convolucionadas a la misma resolución ($8.30'' \times 5.00''$, PA 6°) a fin de computar los flujos de los objetos HH y obtener sus distribuciones espectrales de energía (SEDs). Asimismo, se elaboró una imagen de 2 GHz de ancho de banda centrada en la frecuencia 5.5 GHz, con ponderación *briggs* (usando $\text{robust}^4=1.5$) de la tarea *clean* (Briggs 1995). Para estudiar la morfología de los objetos HH, se confeccionaron imágenes mediante la combinación de datos a 5.5 GHz en configuración C (Carrasco-González y col. 2010) y configuración B (descritos previamente). La combinación de estos datos permite obtener imágenes sensibles tanto a la detección de estructuras extendidas asociadas a los objetos HH como a su emisión compacta. Se utilizaron diferentes ponderaciones tomando el parámetro *robust* igual a -1 y 0. Los parámetros de las imágenes presentadas en este trabajo se resumen en Tabla 5.1.

⁴El parámetro *robust* toma valores de -2 (pesaje uniforme) a +2 (pesaje natural)

Cuadro 5.1: PARÁMETROS DE LAS IMÁGENES

Época	Frecuencia (GHz)	Configuración	Ancho de Banda (GHz)	Pesaje	Haz Sintetizado	PA
2012 ^a	1.5	B	0.34	Natural	$8.30'' \times 5.00''$	6°
2012 ^a	1.8	B	0.34	Natural	$8.30'' \times 5.00''$	6°
2012 ^a	2.7	B	0.64	Natural	$8.30'' \times 5.00''$	6°
2012 ^a	3.3	B	0.64	Natural	$8.30'' \times 5.00''$	6°
2012 ^a	5.0	B	1.0	Natural	$8.30'' \times 5.00''$	6°
2012 ^a	6.0	B	1.0	Natural	$8.30'' \times 5.00''$	6°
2012 ^a	5.5	B	2.0	Robust = 1.5	$2.19'' \times 1.32''$	4.5°
2009 ^b	5.0	C	0.1	Natural	$13'' \times 8''$	2°
2009/2012 ^c	5.5	C/B	2.0	Robust = 0	$2.92'' \times 1.83''$	2.4°
2009/ 2012 ^c	5.5	C/B	2.0	Robust = -1	$1.64'' \times 0.91''$	2.8°

^a Datos combinados obtenidos en las fechas 12 y 16 de Junio, 2012.

^b De Carrasco-González y col. 2010

^c Datos combinados de ^a y ^b.

5.2.2 Rayos X

Los objetos HH 80 y HH 81 fueron observados con el satélite *Chandra* en 2002 y 2006 (obsid 2535 y 6405, respectivamente), con el “Advanced CCD imaging Spectrometer” (ACIS) (Garmire y col. 2003). En este trabajo se utilizó la observación de 2006, con mayor tiempo de exposición (i.e. mejor S/N). Estos datos fueron descargados a través del archivo de HEASARC⁵, y reducidos con el software “Chandra Interactive Analysis of Observations” (CIAO) (Fruscione y col. 2006) en su versión 4.6, con la última versión de las calibraciones (CALDB versión 4.6.3). Con las herramientas DMCOPY y CSMOOTH de CIAO, se crearon imágenes en las bandas 0.3-1.2 keV (rayos-X blandos), 4.5-10.0 keV (rayos-X duros), y 0.2-10.0 keV (Total), con una escala de píxel de 0.125 arcsec. A fin de favorecer la detección de estructuras extendidas, se realizó un suavizado Gaussiano sobre las imágenes, considerando el ancho de la función Gaussiana variable entre 3-4 píxeles dependiente de la S/N local.

También se analizaron observaciones de los objetos HH 80 y HH 81 llevadas a cabo con *XMM-Newton* en 2003 (obsid 0149610101), con un tiempo total de exposición de 47 ksec, disponibles en el archivo de HEASARC. Estas observaciones fueron realizadas haciendo uso sólo del detector EPIC-pn, que ofrece los espectros de mayor sensibilidad; los detectores MOS no fueron utilizados para evitar problemas de calibración cruzada entre instrumentos. La extracción espectral y el proceso de filtrado de períodos de alto *background* fueron realizados con el software específico para *XMM-Newton*, SAS versión 16.1.0 (Gabriel y col. 2004). Altos períodos de *background* pueden ser debidos a fulguraciones solares y/o rayos cósmicos, por lo que deben ser excluidos de las observaciones para no afectar los resultados. Para ello se extrajo una curva de luz del fondo de cielo, y se extrajo un intervalo temporal arbitrario que corresponda con conteos en el fondo de cielo superiores a tres veces la media de la observación completa.

Se extrajeron espectros para cada fuente en distintas regiones circulares. El ajuste espectral utiliza la información del fondo de cielo simultáneamente, seleccionado de una región ubicada en las proximidades de las fuentes. Para la extracción del espectro se utilizaron eventos con patrones 0 y 4 y la función DMEXTRACT de SAS. Finalmente, para garantizar el buen uso de la estadística χ^2 , cada espectro fue *sampleado* para albergar un mínimo de 15 cuentas por bin en el espectro sustraído del fondo de cielo. Este procedimiento se llevó a cabo mediante la función GRPPHA de las FTOOLS.

⁵<https://heasarc.gsfc.nasa.gov>

5.2.3 Óptico

En este estudio se compara la emisión en radio y rayos-X con imágenes tomadas con el telescopio espacial Hubble. Estas imágenes fueron obtenidas y publicadas por Heathcote, Reipurth y Raga 1998, y corresponden a tres filtros de líneas atómicas: $H\alpha$ + [NII], [SII], y [OIII]. En el caso de objetos HH, estas transiciones son normalmente excitadas colisionalmente, siendo habitual detectar emisión relativamente intensa en las líneas de $H\alpha$ + [NII] y [SII]. Sin embargo, la emisión de la línea de alta excitación de [OIII] sólo es detectable en el caso de choques muy intensos. Estas imágenes, constituyen las de mayor calidad y resolución angular obtenidas para estos objetos en el rango óptico, y son utilizadas en este trabajo sólo con el fin de realizar una comparación morfológica con la emisión detectada en radio y rayos-X.

5.3 Resultados y discusión

A fin de establecer la ubicación de los objetos HH estudiados respecto a la protoestrella, se presenta en Figura 5.1 (panel a) una imagen de la emisión continua centimétrica (5 GHz) previamente reportada por Carrasco-González y col. 2010, que muestra la extensión total del radio jet (~ 7.5 pc, Heathcote, Reipurth y Raga 1998) con resolución angular relativamente baja ($13'' \times 8''$, PA= 2°). En esta Figura se indican la fuente central asociada con la protoestrella impulsora del jet (IRAS 18162-2048), y los objetos Herbig-Haro HH 80, HH 81, y HH 80N. Asimismo, en la región más interna del jet se identifica claramente la estructura de dos lóbulos que emergen de la fuente central en direcciones opuestas (NE-SO), con una extensión total de $\simeq 1$ pc (estudios detallados de esta región pueden consultarse en Capítulo 4 de esta Tesis, y Rodríguez-Kamenetzky y col. 2017). Otras radiofuentes detectadas en el campo de esta imagen corresponden a objetos de fondo identificados por Martí, Rodríguez y Reipurth 1993. Los paneles b, c, y d muestran los objetos HH con mayor resolución angular (ver detalles a pie de Figura 5.1).

A continuación se analiza y discute la emisión en radiofrecuencias, óptico, y rayos-X de los objetos Herbig-Haro HH 80 y HH 81, y su contraparte HH 80N sólo detectada en el rango centimétrico.

5.3.1 Radio continuo: Morfología

A fin de estudiar la morfología de la emisión continua en el rango centimétrico de los objetos HH 80, HH 81, y HH 80N, se analizan imágenes confeccionadas mediante la combinación de datos tomados con JVLA en diferentes configuraciones, y aplicando distintas ponderaciones

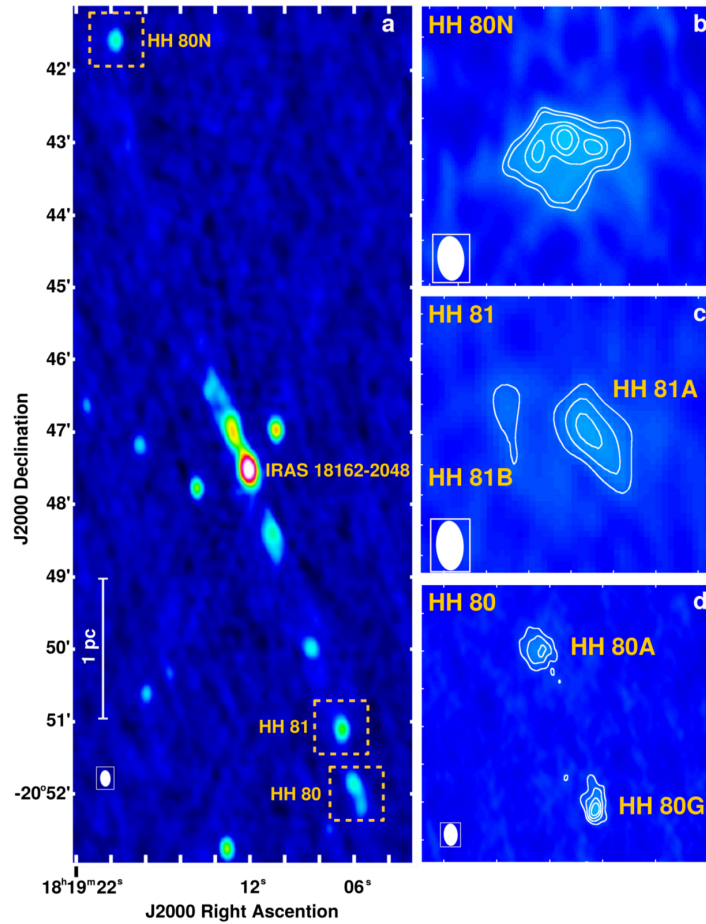


Figura 5.1: Imágenes de la emisión continua en radio en 5.5 cm de la región del jet HH 80-81. El tamaño del beam se muestra en el extremo inferior izquierdo en cada panel. (a) Imagen obtenida con el radio interferómetro JVL A en configuración D con un haz sintetizado de $13'' \times 8''$ con un ángulo de posición de 2° , previamente reportada en Carrasco-González y col. 2010. En este panel se presenta el jet HH 80-81 en toda su extensión, y se indican los objetos Herbig-Haro y la radio fuente asociada con la protoestrella central (IRAS 18162-2048). (b) **HH 80N**: los contornos corresponden a niveles de intensidad de 5, 6, 8, 9, y 10 veces el rms ($18 \mu\text{Jy beam}^{-1}$) de la imagen de 2012 obtenida en configuración B con pesaje briggs y parámetro robust= 1.5 (beam $2.19'' \times 1.32''$; PA 4.5°). (c) **HH 81**: Imagen que combina datos de las épocas 2009 (en configuración D) y 2012 (en configuración B), con pesaje briggs y parámetro robust= -1 (beam $= 1.64'' \times 0.91''$; PA 2.78°); los contornos corresponden a niveles de intensidad de 3, 5, y 7 veces el rms, $15 \mu\text{Jy beam}^{-1}$. (d) **HH 80**: Imagen que combina datos de las épocas 2009 (en configuración D) y 2012 (en configuración B), con pesaje briggs y parámetro robust= 0 (beam $= 2.92'' \times 1.83''$; PA 2.43°); los contornos corresponden a niveles de intensidad de 3, 5, 7, y 9 veces el rms, $15 \mu\text{Jy beam}^{-1}$. Asimismo, en paneles (c) y (d) se indican los *knots* HH 81A, HH 81B, HH 80A, y HH 80G identificados en óptico por Heathcote, Reipurth y Raga 1998.

(ver Tabla 5.1). Estas imágenes posibilitan la detección de regiones de emisión compacta -sin perder información de las estructuras extendidas-, y constituyen las de mayor resolución angular obtenidas hasta la fecha para estos objetos. Así, es posible estudiar por primera vez la morfología en radio de los objetos HH de este sistema, y su relación con componentes dominadas por emisión en diferentes rangos espectrales. En Figura 5.1 se muestran los objetos HH 80N, HH 81, y HH 80 en paneles b, c, y d, respectivamente, y se indican los *knots* identificados en óptico por Heathcote, Reipurth y Raga 1998. La emisión en radio traza los choques producidos en la interacción de material eyectado por la protoestrella con el medio ambiente. Con la resolución angular alcanzada puede verse que tanto HH 80 (A y G) como HH 81 (A) se encuentran elongados en la dirección del jet, con el máximo de emisión en el ápex, en consistencia con lo que se espera observar en un *bow shock*. Sin embargo, para poder resolver angularmente la superficie de trabajo (el arco del choque) es necesario contar con observaciones de mayor resolución angular. En este sentido el caso de HH 80N constituye un valioso ejemplo, ya que por primera vez es posible observar la estructura de los choques las regiones de interacción del jet con la nube molecular en el rango centimétrico. En Figura 5.1b puede verse que HH 80N revela una estructura compleja de tipo *bow shock*, aplanada en la región frontal del choque, con forma de arco y presencia de nudos de mayor intensidad, y elongada en dirección a la protoestrella.

5.3.2 Radio continuo: Distribuciones espectrales de energía

En trabajos previos que hacen uso de datos de menor resolución angular (Marti, Rodriguez y Reipurth 1993; Masqué y col. 2012; Vig y col. 2018) se ha reportado que los objetos HH 80, HH 81, y HH 80N presentan índices espectrales negativos en el rango centimétrico ($\alpha = -0.3$ a -0.7). Estos índices negativos indican la presencia de una componente de emisión no térmica (ver Sección 2.3.1). A fin de estudiar las distribuciones espectrales de energía (SEDs) de los radio *knots* HH 80N y HH 81 con mayor resolución angular, y de las componentes de HH 80 (A y G), se midieron los respectivos flujos a las frecuencias 1.5, 1.8, 2.7, 3.3, 5.0, y 6.0 GHz. Debido a la baja relación señal/ruido a grandes distancias del centro de fase de las observaciones (la fuente IRAS 18162-2048), la distribución espectral de energía de estas fuentes presenta gran dispersión, por lo que el presente juego de observaciones no sería el más apropiado para este propósito. A pesar de eso, se identifica la tendencia hacia índices espectrales negativos (Figura 5.2) en consistencia con resultados previos de Marti, Rodriguez y Reipurth 1993, obtenidos en base a observaciones mucho más sensitivas centradas en los objetos HH. De este análisis se

deduce que la emisión detectada en nuestras imágenes de mayor resolución angular, también parece estar dominada por emisión no térmica.

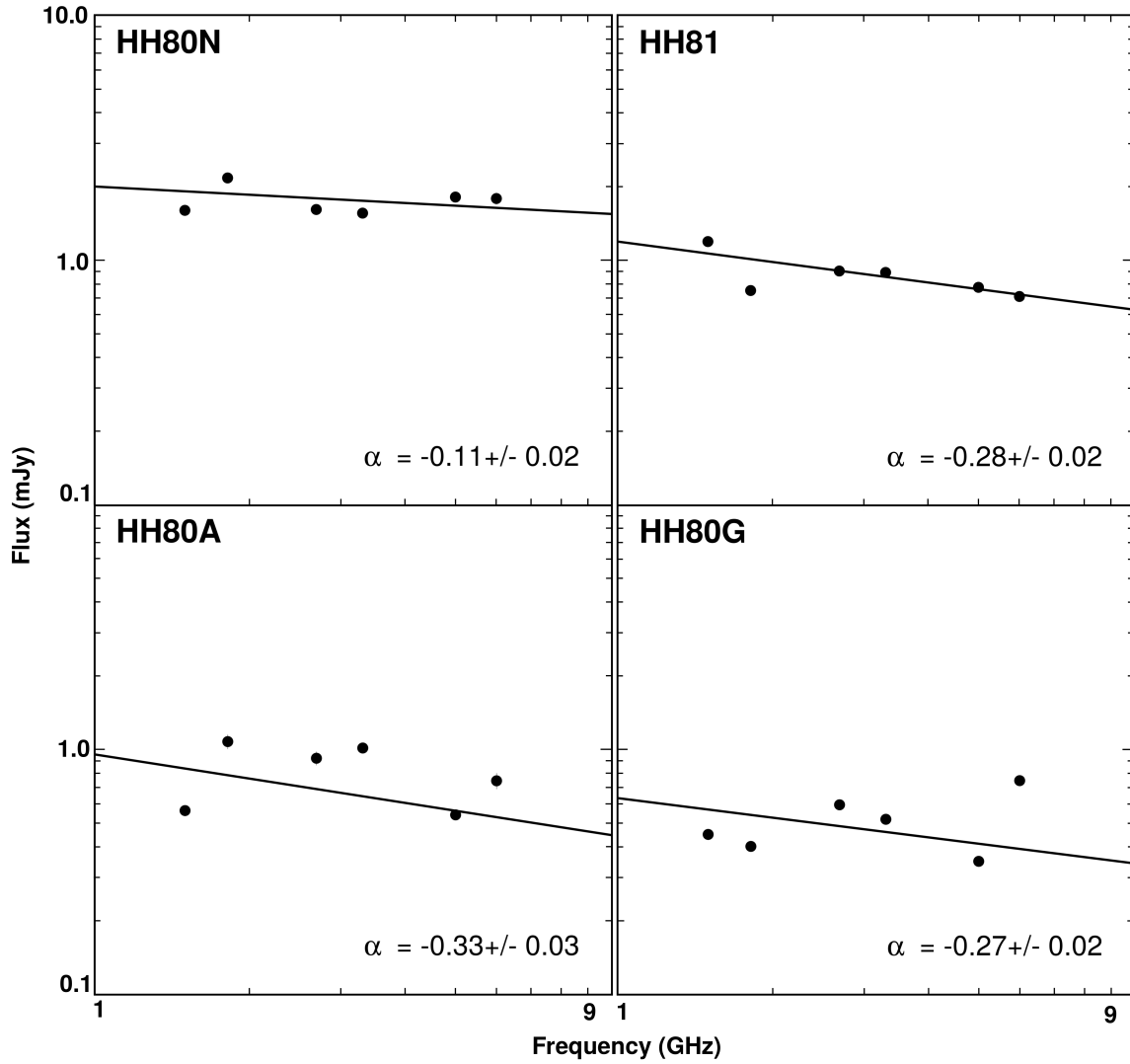


Figura 5.2: Distribuciones espectrales de energía para los objetos HH (época 2012, ver Tabla 5.1). Las densidades de flujo son obtenidas a partir de ajustes Gaussianos de los objetos HH en imágenes de 1.5, 1.8, 2.7, 3.3, 5, y 6 GHz, usando ponderación natural. Todas las imágenes están convolucionadas al mismo tamaño del haz ($8.30'' \times 5.00''$, PA 6°). Las líneas sólidas son ajustes lineales de cuadrados mínimos al logaritmo de los datos.

5.3.3 Emisión de rayos-X

Para estudiar la emisión X detectada en la región de los objetos HH 80 y 81 se analizan datos de archivo obtenidos con las misiones CHANDRA y XMM-Newton en tres rangos espectrales, i.e., *hard*: 4.5-10.0 keV (rayos-X duros); *soft*: 0.3-1.2 keV (rayos-X blandos); total: 0.3-10.0 keV. Las imágenes de gran resolución angular obtenidas con CHANDRA permiten localizar las regiones de emisión *soft* y *hard* asociadas con estos objetos, mientras que los datos obtenidos con XMM con mayor sensibilidad, permiten identificar la naturaleza de la emisión dominante en el rango 0.5-10.0 keV mediante un análisis espectral. En Figura 5.3 se presenta la emisión X detectada por las misiones CHANDRA (contornos) Y XMM-Newton (escala de colores) en la región de los objetos HH 80 (paneles inferiores) y HH 81 (paneles superiores) en los tres rangos de energía anteriormente mencionados. Los círculos en color magenta indican las regiones en las que fueron extraídos los espectros de XMM.

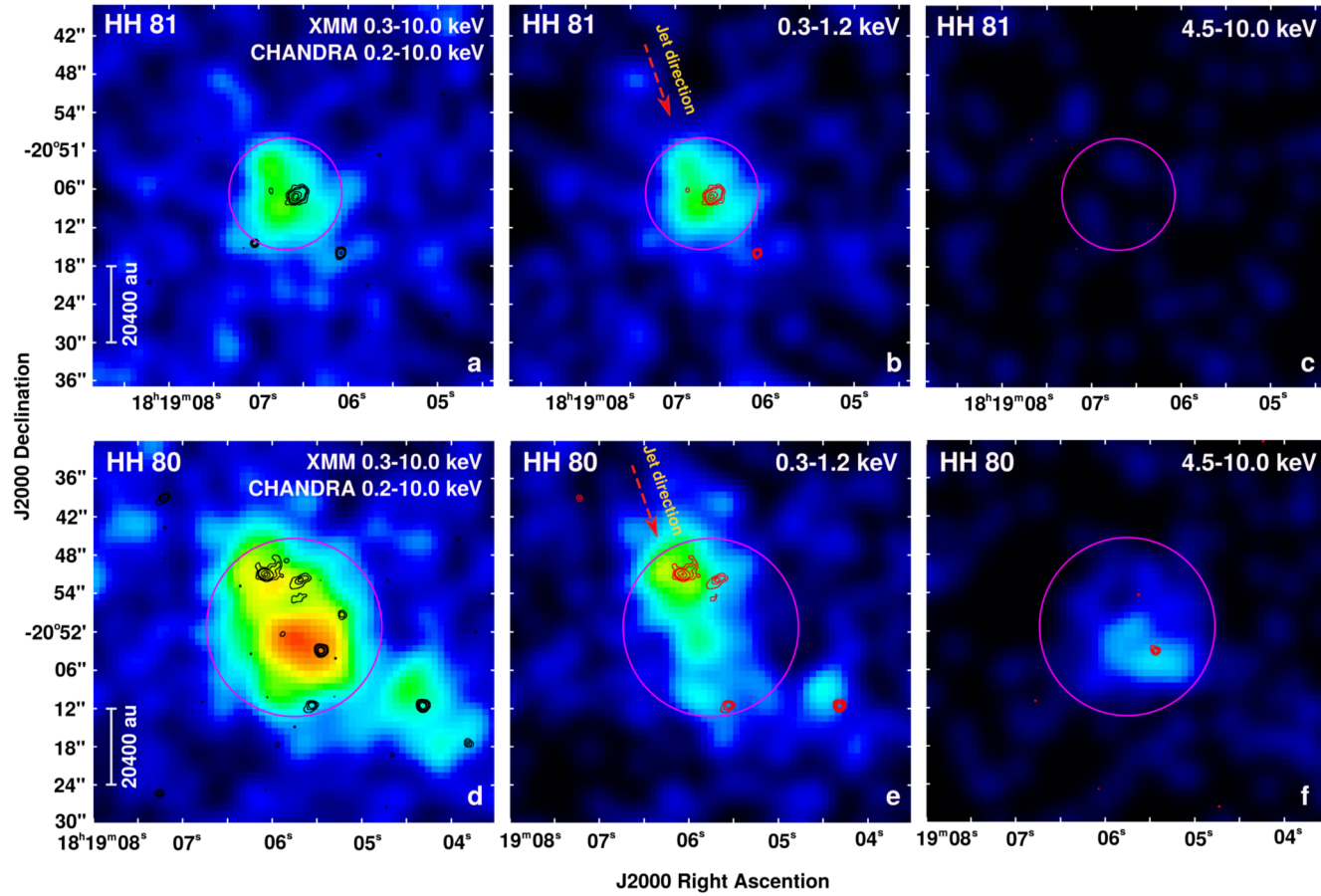


Figura 5.3: **HH 80 y 81**: Superposición de emisión X en diferentes rangos de energía, detectada en las misiones XMM-Newton (escala de color) y CHANDRA (contornos). Los paneles superiores corresponden a HH 81 y los inferiores a HH 80. Los paneles izquierdos muestran la emisión X total (0.3-10.0 keV para XMM-Newton, y 0.2-10.0 keV para CHANDRA). La emisión X *soft* (0.3-1.2 keV) y *hard* (4.5-10.0 keV) se muestra en los paneles centrales y derechos, respectivamente. Asimismo se indican en la Figura la dirección del jet, i.e. la dirección hacia la fuente central IRAS (línea de trazos), y el área en la cual se extrajo el espectro de la emisión X detectada por XMM-Newton (círculo).

El ajuste espectral se realizó usando el paquete *X Ray Spectral Fitting Package* XSPEC. En ambos casos se comprobó que el espectro a energías menores que ~ 1 keV puede ser descrito por un modelo de emisión térmica de gas difuso caliente⁶, sin embargo este modelo parece subestimar la emisión a energías mayores que ~ 1 keV. Por otro lado, la adición de dos componentes térmicas tampoco representa un buen ajuste a los datos espectrales, ya que implica la presencia de gas difuso con temperaturas excesivamente altas, lo que se interpreta como un escenario no realista en el caso de objetos HH. Luego, el espectro en el rango 0.5-10.0 keV no puede ser descrito sólo en términos de emisión térmica. El mejor ajuste para los datos espectrales ($\chi^2 = 30.1$ con 28 grados de libertad) se obtuvo mediante la adición de una componente de emisión térmica y una componente no térmica, modelada por una ley de potencias de la forma $A(E) = KE^{-\gamma}$ (siendo γ el índice adimensional de fotones de la ley de potencia, y K el factor de normalización [fotones/keV/cm²/s a 1 keV]). Ambas componentes fueron afectadas por un modelo de absorción foto-electrónica $M(E) = \exp[-N_H \sigma(E)]$, donde $\sigma(E)$ es la sección transversal foto-electrónica (Morrison y McCammon 1983), y N_H la densidad columnar de Hidrógeno (en unidades de 10^{22} átomos cm⁻²). A partir de N_H , es posible estimar la extinción visual (A_V) haciendo uso de la expresión N_H (cm⁻²) = $(2.21 \pm 0.09) \times 10^{21} A_V$ (mag) (Güver y Özel 2009). Así, los valores que se obtienen para la extinción óptica de HH 80 y HH 81 son $A_V = 2.79$ mag y $A_V = 3.37$ mag, respectivamente. Estos valores son cercanos a los obtenidos a partir de la emisión en óptico por Heathcote, Reipurth y Raga 1998 ($A_V = 2.33$ mag). Los espectros obtenidos se muestran en Figura 5.4, y los parámetros derivados del ajuste (N_H , kT, y γ) en tabla 5.2.

A continuación se analiza la emisión *soft* y *hard* detectada en la región de los objetos HH.

Rayos X blandos

A partir de las imágenes obtenidas con XMM (Figura 5.3, escala de colores) puede verse claramente que en ambos casos la radiación dominante asociada a los objetos HH se detecta en banda *soft*. En el mismo rango de energía, las imágenes de CHANDRA (contornos) revelan que esta emisión proviene de una región más compacta y presenta una morfología elongada en dirección perpendicular a la dirección del jet. El análisis espectral indica que la emisión de rayos X blandos es compatible con emisión térmica de gas difuso con temperaturas del orden de $\sim 10^6$ K (ver tabla 5.2), que podría ser calentado por compresión en un choque radiativo

⁶Se utilizó el modelo *mekal*, basado en los cálculos de Mewe y Kaastra (Mewe, Gronenschild y van den Oord 1985; Mewe, Lemen y van den Oord 1986; Kaastra J. S. 1992, «An X-Ray Spectral Code for Optically Thin Plasmas»; Liedahl, Osterheld y Goldstein 1995)

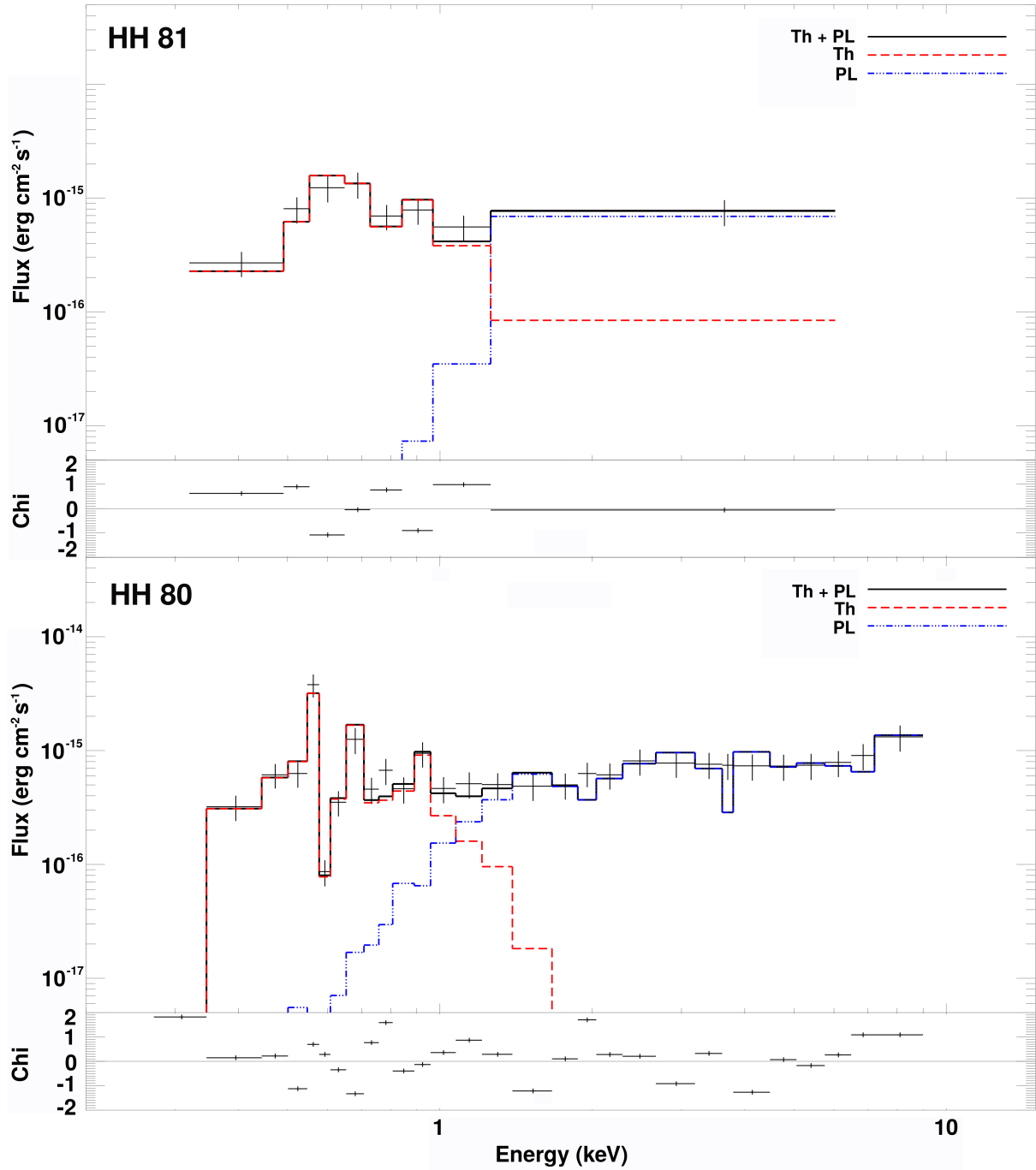


Figura 5.4: Espectros de la emisión X detectada con XMM-Newton en el rango de energía 0.2-10.0 keV, en las regiones indicadas con un círculo magenta en Fig. 5.3 para los objetos HH 81 (panel superior) y HH 80 (panel inferior). Los datos observados se muestran en cruces negras cuya longitud indica los errores en la medición. Los ajustes térmicos y no térmicos realizados a los datos se muestran en línea de trazos y puntos-trazos, respectivamente. La línea sólida representa la adición de ambas contribuciones.

Cuadro 5.2: Parámetros derivados del ajuste espectral

Objeto	N_H	A_V	kT	T	V_{choque}	γ
HH	(10^{22} cm^{-2})	mag	(keV K $^{-1}$)	(10^6 K)	(km s $^{-1}$)	
HH 81	$0.7^{+0.2}_{-0.3}$	3 ± 1	$0.10^{+0.05}_{-0.10}$	$1.3^{+0.6}_{-1.2}$	290	0.9 ± 0.2
HH 80	$0.6^{+0.2}_{-0.6}$	$2.8^{+0.8}_{-2.8}$	$0.11^{+0.05}_{-0.03}$	$1.3^{+0.6}_{-0.3}$	293	0.9 ± 0.2

Errores en $2\sigma=68\%$ de confianza.

producido por la interacción del jet con la nube molecular. Siguiendo la expresión presentada por Raga, Noriega-Crespo y Velázquez 2002, es posible estimar la velocidad de propagación del choque a partir de la temperatura del gas ($V_{\text{choque}} = (T/15)^{1/2}$). Así, las velocidades obtenidas para HH 80 y HH 81 son $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$, en consistencia con los valores determinados para los nudos más brillantes detectados en óptico por Heathcote, Reipurth y Raga 1998, y en radio continuo (6 cm) por Masqué y col. 2015.

Rayos X duros

Las imágenes obtenidas con XMM (Figura 5.3 escala de color) muestran emisión *hard* asociada a HH 80, mientras que HH 81 no es detectado en esta región del espectro. En el mismo rango de energía, el análisis espectral en ambos casos indica un exceso de emisión respecto al ajuste térmico, que sólo puede explicarse en términos de una componente de emisión no térmica.

En el caso de HH 80 las imágenes de CHANDRA (contornos en Figura 5.3 panel f) revelan una fuente compacta. Esta fuente ha sido interpretada por López-Santiago y col. 2013 como radiación sincrotrón de partículas aceleradas en el choque frontal. Sin embargo, el análisis que aquí se presenta indica que se trataría de una fuente de fondo, ya que no se encuentra asociada a emisión detectada en HH 80 en ninguna de las otras bandas espectrales (ver Sección 5.3.4). Por otro lado, esta fuente de fondo parece ser muy débil y en principio no parecería ser capaz de explicar toda la emisión *hard* detectada en los datos de XMM Newton. En el caso del objeto HH 81, el análisis espectral también revela la existencia de una componente *hard* no térmica. En este caso, la imagen de CHANDRA no revela ninguna fuente de fondo que pueda haber contaminado el espectro. Curiosamente, las imágenes de XMM Newton obtenidas en el rango de energías *hard*, tampoco muestran emisión evidente en HH 81. Todo esto parece sugerir que

la emisión no térmica en rayos X proviene en realidad de una componente muy difusa y débil presente en ambos objetos. Esta emisión se hace solo evidente en el espectro integrado de toda región que rodea a los objetos HH. Una posible interpretación es que esta emisión podría deberse al efecto de dispersión inversa de Compton (IC) de radiación óptica difusa presente en estos choques (e.g., Figura 5.5 en escala de grises), producida por partículas relativistas aceleradas en el choque reverso, o presentes en la nube molecular (e.g. Vig et al. 2018). Sin embargo, identificar los procesos responsables de producir esta radiación, requiere sin duda un estudio profundo y detallado utilizando imágenes en rayos X de mayor sensibilidad.

5.3.4 Análisis multifrecuencia: óptico, radio, y rayos X

Los modelos teóricos para choques producidos por la interacción de jets protoestelares con el medio ambiente, predicen emisión de radiación en un amplio rango de longitudes de onda, desde radio hasta rayos-gamma (e.g., Araudo y col. 2007; Bosch-Ramon y col. 2010; Romero y col. 2010). Sin embargo, la absorción producida por la nube molecular dificulta la detección de radiación de altas energías en estos choques, por lo que sólo en algunos casos ha sido posible estudiar la emisión de rayos X asociada a los mismos. Los objetos Herbig-Haro HH 80 y HH 81 constituyen un excelente caso para el estudio de la interacción jet-nube, ya que, además de detectarse en el rango óptico, también presentan emisión continua en radio y rayos X. A continuación se analizan los objetos HH 80 y 81 en los rangos espectrales mencionados, y se plantea un posible escenario para dar cuenta de la emisión observada en estos choques.

En Figura 5.5 se presentan imágenes de HH 80 y HH 81 que muestran la superposición de radiación X detectada con CHANDRA (contornos rojos y negros) y la emisión continua en radio a 5.5 GHz (contornos azules), sobre imágenes ópticas obtenidas con HST en tres filtros ($H\alpha$ + [NII], [SII], [OIII]). Los diferentes filtros ópticos corresponden a la emisión de especies con distinto potencial de excitación/ionización. Estas especies pueden ser excitadas colisionalmente en la interacción del jet con el medio ambiente, y, dependiendo de la energía involucrada en los choques, es posible excitar diferentes especies. Así, por ejemplo, un choque intenso puede identificarse mediante la detección de emisión de líneas de alto potencial de ionización (como [OIII]), y un choque menos energético mediante la detección de líneas de bajo potencial de excitación/ionización (como $H\alpha$ + [NII], [SII]).

Puede verse en Figura 5.5 que los rayos-X *soft* detectados por CHANDRA (contornos rojos) trazan emisión asociada a los nudos más brillantes identificados por Heathcote, Reipurth y Raga

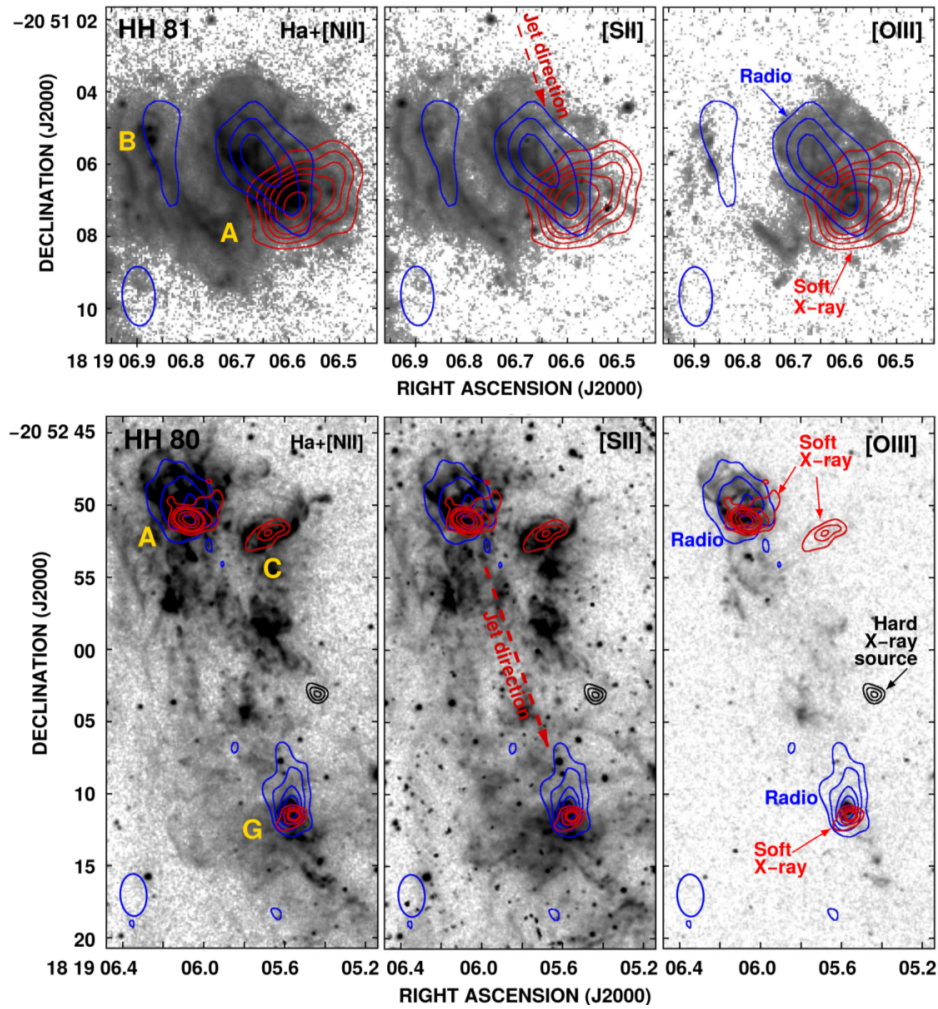


Figura 5.5: **HH 80 y 81**: Imagen compuesta por la superposición de datos en el rango óptico (escala de grises), radio (contornos azules), y rayos-X (contornos rojos y negros). En escala de grises se muestran imágenes ópticas obtenidas con el HST en tres filtros ($H\alpha$ + $[NII]$, $[SII]$, and $[OII]$). En los paneles centrales se indica además la dirección al jet, i.e., la dirección a la fuente central IRAS (flecha a trazos). **HH 81** (paneles superiores): Emisión continua en radio a 5.5 GHz (pesaje briggs, robust=-1, beam = $1.64'' \times 0.91''$; PA 2.78°); los contornos azules representan niveles de intensidad de 3, 5, y 7 veces $15 \mu\text{Jy beam}^{-1}$. Los contornos rojos corresponden a la emisión de rayos-X detectada por la misión CHANDRA (banda soft: 0.3-1.2 KeV). **HH 80** (paneles inferiores): Emisión continua en radio a 5 GHz (pesaje briggs, robust=0, beam size = $2.92'' \times 1.83''$; PA 2.43°); los contornos azules representan niveles de intensidad de 3, 5, 7, 9, y 11 veces $15 \mu\text{Jy beam}^{-1}$. La emisión de rayos-X detectada por la misión CHANDRA se muestra en contornos rojos (banda soft, en el rango 0.3-1.2 KeV) y negros (banda hard, en el rango 4.5-10.0 keV). La fuente de rayos-X *hard* no presenta signos de estar asociada al objeto HH, por lo que es interpretada como una fuente de fondo.

1998 en el óptico (HH 81A, HH 80A, HH 80G, y HH 80C, en escala de grises), quienes reportan además sus velocidades tangenciales: $370 \pm 17 \text{ km s}^{-1}$ (HH 81A), $334 \pm 23 \text{ km s}^{-1}$ (HH 80A), $511 \pm 81 \text{ km s}^{-1}$ (HH 80G), y $74 \pm 46 \text{ km s}^{-1}$ (HH 80C). Los más veloces (HH 81A, HH 80A, y HH 80G) son detectados en [OIII], y coinciden además con fuentes de radio continuo (contornos azules), cuyas velocidades determinadas por Masqué y col. 2015 son $351 \pm 104 \text{ km s}^{-1}$ (HH 80) y $223 \pm 85 \text{ km s}^{-1}$ (HH 81), en consistencia con las derivadas por Heathcote, Reipurth y Raga 1998. En las observaciones reportadas por Masqué y col. 2015, los nudos HH 80A y HH 80G no pueden ser resueltos angularmente ($\text{beam} = 6'' \times 4''$), por lo que la velocidad de HH 80 representaría la velocidad del sistema HH 80A-HH 80G. Por otro lado, los contornos negros revelan claramente que la emisión X *hard* proviene de una fuente muy compacta, que no se encuentra asociada a las estructuras detectadas en óptico y en radio que trazan los choques.

Al analizar la imágenes de alta resolución angular en Figura 5.5, es posible identificar las regiones de las que proviene la emisión en radio y X *soft* asociada a los objetos HH. Puede verse que la emisión de rayos-X *soft* presenta una morfología elongada en dirección perpendicular a la dirección del jet y se localiza por delante del pico de emisión en radio en dirección al ápex en los choques HH 81 A, HH 80A, y HH 80G. Por otro lado, el análisis espectral indica que los rayos X *soft* trazan emisión térmica de gas a elevadas temperaturas ($\sim 10^6 \text{ K}$), mientras que la emisión centimétrica, que presenta índices espectrales negativos ($\alpha = -0.3 \pm 0.1$; Martí, Rodríguez y Reipurth 1993; Masqué y col. 2012), es interpretada como radiación sincrotrón ópticamente delgada.

En el contexto de la interacción de un jet con el medio ambiente, estos resultados indican que la emisión observada es naturalmente explicada mediante la formación de un choque delantero radiativo, y un choque reverso (disco de Mach) adiabático. En un choque que se desplaza a velocidades de varios cientos de km s^{-1} (como es el caso de los objetos HH 81 A, HH 80A, y HH 80G), el material chocado de la nube molecular puede ser calentado mediante compresión, alcanzando temperaturas elevadas (e.g., $\sim 10^6 \text{ K}$, derivada del ajuste espectral). A estas temperaturas el gas produce emisión térmica en rayos-X. Por otro lado, la emisión no térmica detectada en radio puede ser interpretada como radiación sincrotrón de partículas relativistas aceleradas en el choque reverso. Este escenario es consistente con los resultados obtenidos para choques en la Fuente Triple en Serpens y en la región interna del jet HH 80-81 (Capítulos 3 y 4).

Por otro lado, el objeto HH 80C no presenta emisión detectada en radio ni [OIII]. Su emisión en rayos X-blandos está asociada a emisión óptica correspondiente a especies de bajo potencial

de ionización/excitación ($H\alpha$ + $[NII]$, $[SII]$), indicando que se trataría de un choque relativamente débil, en consistencia con su velocidad considerablemente más baja (i.e., 74 ± 46 km s⁻¹). En este caso, la interacción del jet con el medio podría elevar las temperaturas del gas chocado y producir emisión térmica detectable en rayos-X *soft*, pero no sería lo suficientemente energética como para acelerar partículas a energías relativista en el disco de Mach y producir emisión no térmica en radio.

5.4 Conclusiones

Se presentó un análisis de observaciones en radio (VLA), óptico (HST), y rayos-X (CHANDRA y XMM Newton) de los objetos Herbig-Haro HH 80 y HH 81. Las observaciones en radio constituyen las de mayor resolución angular hasta la fecha, lo que permitió comparar con mayor precisión las regiones emisoras y su morfología, con la emisión en óptico y rayos-X. Asimismo, se estudió la naturaleza espectral de estos objetos en radio y rayos-X. El objeto HH 80N, detectado en longitudes de onda centimétricas, revela una clara estructura en forma de *bow shock*, observada por primera vez en un objeto HH en este rango del espectro. Los resultados obtenidos en este trabajo fueron interpretados en el contexto de choques del jet protoestelar con el medio circundante, y pueden resumirse como:

1. Las imágenes de alta resolución angular en radio permiten resolver el objeto HH 80 en dos componentes (A y G, según su identificación en óptico). Ambas fuentes y HH 81 se encuentran elongadas en la dirección del jet con el máximo de emisión en el ápex, en consistencia con lo que se espera observar en el *bow shock* formado en la interacción de un jet supersónico con el medio ambiente. En los tres casos, la emisión de rayos-X blandos es observada en la región frontal del pico de emisión en radio, y presenta una estructura elongada en dirección perpendicular al eje del jet.
2. El objeto HH 80N revela una estructura compleja, i.e., aplanada en la región frontal del choque, levemente curvada en forma de arco, y elongada en la dirección opuesta (hacia la protoestrella), que no había sido observada previamente en objetos HH.
3. Las distribuciones espectrales de energía el rango 1.5-6.0 GHz obtenidas para los objetos HH 80A, HH 80G, HH 80N, y HH 81, muestran una tendencia hacia índices espectrales

negativos, en consistencia con resultados previos. Esto sugiere la presencia de una componente de emisión no térmica y la acción de un mecanismo de aceleración de partículas.

4. Los objetos HH 81A, HH 80A, y HH 80G identificados en óptico, presentan emisión en radio continuo (5.5 GHz) y rayos-X blandos (0.3-1.2 keV). Su emisión en [OIII] indica que se trata de choques intensos, en consistencia con sus altas velocidades ($300\text{-}500 \text{ km s}^{-1}$). El análisis espectral muestra que la emisión X puede interpretarse en términos de radiación térmica de gas difuso a elevadas temperaturas ($\sim 10^6 \text{ K}$). Por otro lado, la emisión en radio presenta índices espectrales negativos en consistencia con resultados previos, indicando la existencia de una componente de radiación no térmica.
5. En base a los resultados de incisos (1) y (4), se sigue que la emisión observada es naturalmente explicada mediante la formación de un choque delantero radiativo, y un choque reverso (disco de Mach) adiabático, que tienen lugar en fuertes interacciones del jet con el medio ambiente. En el choque delantero, el material chocado de la nube molecular puede ser calentado por compresión, alcanzando temperaturas suficientemente elevadas como para producir emisión térmica en rayos-X blandos. Por otro lado, la emisión no térmica en radio puede ser interpretada como radiación sincrotrón de partículas relativistas aceleradas en el choque reverso.
6. El objeto HH 80C no presenta emisión detectada en radio ni en [OIII]; su emisión en rayos-X blandos, se corresponde con emisión óptica de especies de bajo potencial de ionización/excitación ($H\alpha$ + [NII], [SII]). Esto indica que se trataría de un choque relativamente débil y de baja velocidad ($74 \pm 46 \text{ km s}^{-1}$), con energía suficiente para elevar las temperaturas del medio y emitir rayos-X *soft* en el choque frontal, pero no lo suficientemente energético como para acelerar partículas en el disco de Mach, y producir emisión no térmica detectable en radio.



6. Discusión General

6.1 Motivación

En el universo existen diversos sistemas asociados a la eyección de material por parte de objetos compactos en rotación (e.g.: agujeros negros, estrellas, protoestrellas). Estos flujos emergentes comúnmente llamados *jets*, se observan en escalas que cubren más de siete órdenes de magnitud y abarcan un amplio rango de luminosidades. Entre los más potentes se encuentran por ejemplo los asociados al núcleo de galaxias activas, microcuasares y estallidos de rayos- γ ; en estos casos, el material es eyectado a velocidades extraordinarias alcanzando fracciones de la velocidad de la luz, por lo que se conocen como jets relativistas. En el extremo menos energético se encuentran los jets que emergen de embriones estelares durante el proceso de formación estelar, cuyas velocidades típicas son de algunos cientos de km s^{-1} . Además de las diferencias en escalas físicas y potencia, una profunda diferencia yace en la naturaleza de su emisión. Los jets relativistas radian principalmente via mecanismo sincrotrón en radio frecuencias (radiación no térmica) debido a la presencia de partículas relativistas que interactúan con campos magnéticos, proporcionando información directa sobre éstos. Por el contrario, jets de objetos estelares jóvenes (YSOs) están frecuentemente asociados a emisión centimétrica de baja intensidad. En los casos en que es posible resolver angularmente estas fuentes (a escalas menores que segundos de arco), se observa una morfología elongada en dirección a los trazadores del jet a grandes escalas, indicando que se trata de regiones muy cercanas a la protoestrella, donde se origina el flujo. La densidad de flujo S_ν generalmente incrementa lentamente con la frecuencia ν , i.e., presenta un índice

espectral positivo (definido como $S_\nu \propto \nu^\alpha$). Debido a estas características, la emisión en radio es frecuentemente interpretada como emisión libre-libre de partículas ionizadas en el jet, que no proporciona información alguna acerca del campo magnético. Así, estas fuentes detectadas en radio son usualmente conocidas como radio jets térmicos.

En las últimas décadas se ha reportado la detección de emisión centimétrica con índices espectrales muy negativos ($\alpha < -0.1$) en algunos jets protoestelares. Los estudios indican que estos índices no pueden ser alcanzados por una fuente que sólo produzca emisión térmica. Luego, este hallazgo sugiere la presencia de una componente de emisión no-térmica en estos objetos, que ha sido interpretada como radiación sincrotrón de una pequeña población de partículas relativistas. Se ha propuesto que estas partículas podrían ser aceleradas en fuertes interacciones del jet con el medio que circundante: bajo ciertas condiciones, partículas inicialmente térmicas podrían incrementar su energía a valores relativistas al atravesar el frente de choque reiteradas veces. Este proceso es comúnmente conocido como aceleración en choques difusivos (DSA), y es frecuentemente observado en sistemas mucho más energéticos, donde las velocidades involucradas en los choques son de al menos varios miles de kilómetros por segundo. Algunos sistemas en que actúa este mecanismo son, por ejemplo, jets relativistas, remanentes de supernova, eyecciones de nova, y binarias con vientos colisionantes.

Hasta la fecha, existen diversos estudios observacionales y teóricos que indican que los jets protoestelares son capaces de acelerar partículas de manera eficiente, y en consecuencia producir emisión no térmica en un amplio rango de energías (e.g., desde radio hasta rayos- γ). Sin embargo, al estar asociados al fenómeno de formación estelar, su estudio de ve obstaculizado en gran medida debido a la nube molecular parental. Así, en la actualidad existe un sólo caso para el cual ha sido posible confirmar el origen sincrotrónico de la radiación de un jet protoestelar, mediante la detección de emisión linealmente polarizada en radio frecuencias. Este descubrimiento tiene importantes implicancias: (a) los campos magnéticos pueden ser estudiados con técnicas usualmente aplicadas a jets relativistas; (b) tienen lugar fenómenos de altas energías, y por lo tanto, estos sistemas representan un nuevo campo para estudiar el mecanismo DSA en plasmas densos de baja velocidad, i.e. en un régimen que aún no ha sido explorado en profundidad.

Es sabido que los jets desempeñan un importante rol en la evolución de los sistemas que los albergan, por lo cual su estudio es de fundamental importancia. Sin embargo, aún persisten desafíos fundamentales para la comprensión de este fenómeno. En este sentido, un aspecto destacable de los jets protoestelares es que permiten estudiar las condiciones físicas (densidad,

temperatura, velocidad) mediante la detección de líneas espectrales, no disponibles en otro tipo de jets. Luego, en los casos en que fuera posible, la detección de emisión sincrotrón permitiría además estudiar la intensidad y estructura de los campos magnéticos, y posteriores comparaciones con modelos teóricos permitirían inferir su morfología 3-D. Así, los jets protoestelares con emisión sincrotrón detectable, se revelan como excelentes candidatos potenciales para la investigación del fenómeno de jets cósmicos.

Por todo ello, la presencia de emisión no térmica en jets de objetos protoestelares, constituye un descubrimiento excepcional que debe ser abordado en profundidad. El rango espectral más idóneo para tal propósito es el de las frecuencias en radio, puesto que estos objetos se encuentran inmersos en sus nubes parentales, y a bajas frecuencias la emisión sincrotrón es dominante.

Teniendo estos antecedentes por motivación, y a la luz de las importantes actualizaciones implementadas al radio interferómetro VLA durante 2011-2013, se emprendió una campaña de observación de objetos estelares jóvenes de distintas masas, a fin de caracterizar su emisión en radio, estudiar las propiedades físicas en cada caso, y establecer bajo qué condiciones los jets protoestelares son capaces de acelerar partículas a energías relativistas. Los resultados presentados en esta Tesis, son los primeros derivados de esta campaña observacional.

6.2 Trabajo realizado

A fin de avanzar en la investigación de jets protoestelares con presencia de emisión no térmica, en esta Tesis se abordó el estudio de dos casos emblemáticos:

- *La fuente triple en radio continuo en Serpens*, que constituye el primer YSO para el cual ha sido propuesta la presencia de emisión sincrotrón y que, morfológicamente, puede considerarse el prototipo de jet protoestelar no térmico;
- El sistema *HH 80-81*, uno de los jets protoestelares más potentes conocidos y el único -hasta el momento- en que se ha detectado emisión centimétrica linealmente polarizada, confirmando el origen sincrotrónico de la radiación. En este caso se estudiaron en forma independiente su región más interna (~ 0.5 pc desde la protoestrella), y los objetos HH 80, HH 81, y HH 80N (ubicados a una distancia de ~ 3 pc de la fuente excitadora).

El estudio de estos objetos se realizó principalmente a partir de nuevos datos de alta sensibilidad, obtenidos con el radio-interferómetro *Karl G. Jansky Very Large Array*, en un amplio rango de longitudes de onda. Estas observaciones representan las más profundas existentes hasta la fecha de estos objetos. En ambos casos se estudió la morfología del jet en base a su emisión continua en radio, y la distribución espacial de índices espectrales, que proporciona valiosa información acerca de la naturaleza de la emisión proveniente de distintas regiones del jet. Se exploró además la posibilidad de producir aceleración eficiente de partículas en el contexto de fuertes interacciones del jet con el medio ambiente, y se propuso un escenario en el cual podría actuar el mecanismo DSA en esos choques. También se llevaron a cabo estudios complementarios en base al análisis de datos previamente reportados en la literatura en radio, óptico, infrarrojo, y rayos-X.

6.3 Resumen de resultados

A continuación se presenta un resumen de los principales resultados obtenidos en cada capítulo.

La Fuente Triple en Serpens

La fuente triple en Serpens muestra la clara morfología de un jet, con una fuente central elongada y varios nudos externos con emisión en radio. La fuente central presenta un índice espectral positivo en longitudes de onda centimétricas, consistente con emisión térmica libre-libre parcialmente ópticamente delgada, como se observa típicamente en jets de YSOs. En contraste, los nudos externos que trazan el movimiento del jet en el medio circundante, presentan índices espectrales negativos. Esto sugiere la presencia de emisión sincrotrón, y, por lo tanto, la acción de un mecanismo responsable de acelerar partículas a energías relativistas en estos choques intensos del jet contra el medio.

Se estudió la cinemática del jet en un período de 18 años. Los choques presentan velocidades proyectadas de $200\text{--}300 \text{ km s}^{-1}$, que al desplazarse en un medio muy denso implican un jet con velocidades mayores que las velocidades típicas en otros jets protoestelares. El jet presenta evidencias de precesión, con intensas eyecciones episódicas cada 20-30 años, probablemente inducidas por un aumento en la tasa de acreción debido a interacciones tidales con una compañera binaria. Si este fuera el caso, la separación del sistema responsable de la precesión observada

debería ser ~ 3 au.

Se discutió la posibilidad de acelerar partículas via DSA tanto en el choque delantero como en el choque reverso que tienen lugar durante la interacción del jet con la nube molecular. Los resultados indican que el choque delantero es radiativo, y por lo tanto el mecanismo DSA es ineficiente allí. Sin embargo, se halló que el choque reverso puede ser adiabático y acelerar partículas via DSA para velocidades del jet $v_{jet} \gtrsim 600 \text{ km s}^{-1}$.

Los resultados obtenidos para la fuente triple en radio continuo en Serpens, indican que sería posible acelerar partículas vía DSA bajo la condición de que el jet satisfaga velocidades moderadamente altas ($\sim 600 \text{ km s}^{-1}$) en ciertas épocas. Un incremento episódico de la velocidad del jet podría deberse a incrementos episódicos en la tasa de acreción de la protoestrella, probablemente inducidos por interacciones tidales entre la fuente impulsora del mismo y una compañera binaria. Este escenario es consistente con los resultados derivados del estudio cinemático. Así, el jet de Serpens parece volverse más potente en ciertas épocas, en las que sería capaz de producir los choque intensos que dan origen a la emisión no térmica observada.

HH 80-81: Jet altamente colimado

Las observaciones de gran sensibilidad analizadas, permitieron realizar estudios sin precedentes en la región más interna de este radio jet (~ 0.5 pc desde la protoestrella), arrojando resultados sorprendentes.

Por un lado, las imágenes de gran resolución angular permiten resolver el jet, revelando características morfológicas que recuerdan a las observadas en jets relativistas, e.g., una región altamente colimada que termina en una estructura extendida de tipo lobular, con presencia de nudos de alta intensidad (*hot-spots*).

Por otro lado, los índices espectrales medidos en la región central del jet son consistentes con emisión libre-libre parcialmente ópticamente gruesa. A bajas frecuencias se observa la emisión extendida del jet caracterizada por índices espectrales negativos, indicando un origen no térmico. A mayores frecuencias, el jet presenta una distribución espacial de índices espectrales

mixta, indicando presencia tanto de emisión térmica como no térmica. Los *hot-spots* presentes en la estructura lobular, interpretados como las regiones de impacto del jet, revelan su naturaleza no térmica en las imágenes más sensitivas, alcanzando índices espectrales muy negativos ($\alpha = -0.6 \pm 0.2$).

En la región más colimada del jet se observa una distribución alternada de índices espectrales positivos y negativos, y variaciones en el ancho del mismo. Esto podría deberse a diferencias de presión entre el jet y el medio ambiente dando origen a expansiones y recolimaciones del jet; un comportamiento que se asemeja a lo observado en choques de recolimación en jets de AGNs.

Se exploró la posibilidad de acelerar partículas en forma eficiente tanto en el choque delantero como en el choque reverso en uno de los *hot-spots* presentes en la estructura lobular. Los resultados indican que el choque delantero es radiativo, y por lo tanto el mecanismo DSA es ineficiente allí. Sin embargo, el choque reverso resulta adiabático, por lo que el mecanismo DSA parece ser viable para producir aceleración de partículas a energías relativistas en este caso. Además, se realizó un análisis energético del sistema que permite inferir que, en las condiciones físicas del choque analizado, es posible alcanzar fácilmente las condiciones necesarias para la acción eficiente del mecanismo DSA.

El jet HH 80-81: Choques externos

Las imágenes de alta resolución angular en radio permiten resolver el objeto HH 80 en dos componentes (A y G, según su identificación en óptico). Ambas fuentes y HH 81 se encuentran elongadas en la dirección del jet con el máximo de emisión en el ápex, en consistencia con lo que se espera observar en el *bow shock* formado en la interacción de un jet supersónico con el medio ambiente. En los tres casos, la emisión de rayos-X blandos es observada en la región frontal del pico de emisión en radio, y presenta una estructura elongada en dirección perpendicular al eje del jet.

Los objetos HH 81A, HH 80A, y HH 80G, además de presentar emisión continua en radio y rayos-X blandos, están asociados a emisión óptica de [OIII], indicando que se trata de choques intensos, en consistencia con sus altas velocidades ($300\text{-}500 \text{ km s}^{-1}$). El análisis espectral muestra que la emisión X puede interpretarse en términos de radiación térmica de gas difuso a elevadas

temperaturas ($\sim 10^6$ K). Por otro lado, la emisión en radio presenta índices espectrales negativos en consistencia con resultados previos, indicando la existencia de una componente de radiación no térmica.

En base a estos resultados, se sigue que la emisión observada es naturalmente explicada mediante la formación de un choque delantero radiativo, y un choque reverso (disco de Mach) adiabático, que tienen lugar en fuertes interacciones del jet con el medio ambiente. En el choque delantero, el material chocado de la nube molecular puede ser calentado por compresión, alcanzando temperaturas suficientemente elevadas como para producir emisión térmica en rayos-X blandos. Por otro lado, la emisión no térmica en radio puede ser interpretada como radiación sincrotrón de partículas relativistas aceleradas en el choque reverso.

El objeto HH 80C identificado en óptico, no presenta emisión detectada en radio ni en [OIII]; su emisión en rayos-X blandos, se corresponde con emisión óptica de especies de bajo potencial de ionización/excitación ($H\alpha$ + [NII], [SII]). Esto indica que se trataría de un choque relativamente débil y de baja velocidad (74 ± 46 km s $^{-1}$), con energía suficiente para elevar las temperaturas del medio y emitir rayos-X *soft* en el choque frontal, pero no lo suficientemente energético como para acelerar partículas en el disco de Mach, y producir emisión no térmica detectable en radio. Esto implica que sólo en los choques más energéticos podrían satisfacerse las condiciones necesarias para producir aceleración eficiente de partículas.

6.4 Conclusiones Generales

Tanto los estudios realizados en la fuente triple en Serpens como en el jet interno del sistema HH 80-81, proveen fuertes evidencias de que algunos jets protoestelares difieren claramente de la simple estructura térmica comúnmente asociada a ellos. En el primer caso, el jet es impulsado por una protoestrella de masa intermedia y presenta emisión no térmica en nudos interpretados como choques con el medio. La naturaleza episódica de estos choques sugiere que el jet se vuelve más potente en determinadas épocas, siendo capaz de acelerar una población de partículas a energías relativistas, y producir emisión no térmica detectable en radio frecuencias. Por otro lado, el jet HH 80-81, impulsado por una protoestrella masiva, se encuentra entre los más potentes conocidos y es el único con presencia de emisión polarizada detectada en radio. Los estudios realizados en ambos objetos indican que los jets protoestelares, al menos en ciertos casos, pueden

satisfacer las condiciones necesarias para producir aceleración de partículas a energías relativistas en fuertes interacciones con el medio ambiente. En base a los resultados obtenidos, se propone que las interacciones más intensas dan lugar a: (a) un choque delantero radiativo, capaz de elevar las temperaturas del medio via compresión debida al choque, y producir emisión térmica; (b) un choque reverso adiabático, capaz de acelerar una población de partículas a velocidades relativistas, responsables de producir emisión sincrotrón al interactuar con los campos magnéticos presentes.

Las altas resoluciones angulares alcanzadas, permitieron vincular con mayor precisión las regiones dominadas por emisión en distintos rangos espectrales (radio, óptico, y rayos-X). Los resultados muestran que sólo los choques más veloces e intensos tienen emisión asociada tanto en radio como en rayos-X. Espacialmente, la emisión *X soft* se ubica por delante de la emisión no térmica detectada en radio, y el análisis espectral indica que sería emisión térmica de gas difuso a elevadas temperaturas. Estos resultados son consistentes con el escenario propuesto, en el cual un choque delantero radiativo puede calentar el medio y producir emisión térmica en rayos-X blandos, y un choque reverso adiabático puede acelerar partículas y emitir radiación sincrotrón en radio.

6.5 A futuro

En los últimos años, y durante el transcurso del trabajo realizado para esta Tesis, diversos estudios han reportado nuevos casos de jets protoestelares candidatos a presentar emisión sincrotrón. Esto ha sido posible gracias a que los interferómetros de radio más potentes, como el VLA o el Australian Telescope Compact Array (ATCA), han mejorado su sensibilidad en varios órdenes de magnitud. La sensibilidad es importante no sólo porque permite detectar emisión sincrotrón débil que anteriormente no era posible detectar, sino porque además permite observar emisión a mayor resolución angular. En este trabajo se ha puesto de manifiesto la importancia de observar con ambas características: sensibilidad y resolución angular. A fin de estudiar con mayor precisión las regiones en donde se produce la aceleración de partículas y los mecanismos involucrados, es preciso resolver la morfología de los jets protoestelares en escalas de algunos parsecs. Particularmente interesante sería lograr resolver angularmente los choques terminales de estos jets. Con la instrumentación actual, es posible aún conseguir mayor resolución angular para profundizar en el estudio de este fenómeno.

Algunos estudios a frecuencias más bajas que las discutidas en este trabajo han comenzado a realizarse con radiointerferómetros como el Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT) y Low

Frequency Array (LOFAR). Estos estudios a bajas frecuencias son especialmente interesantes ya que en este rango del espectro la emisión sincrotrón es más intensa (mientras la emisión sea ópticamente delgada) y la emisión térmica es más débil. Observando a frecuencias más bajas sería posible detectar una emisión sincrotrón más “limpia” (menos contaminada de emisión térmica) y obtener más fácilmente parámetros físicos relacionados con la aceleración de partículas y con el campo magnético. A corto plazo, se espera extender estos estudios para poder recuperar la distribución espectral de energía en un mayor rango de frecuencias. A mediano plazo, estos objetos podrán ser observados con el Square Kilometer Array (SKA), con sensibilidad y resolución angulares nunca antes alcanzadas.

Finalmente, a pesar de los esfuerzos observacionales realizados hasta ahora, la polarización lineal, la cual es fundamental para el estudio de los campos magnéticos, sólo se ha conseguido detectar en un único objeto (HH 80-81). Incluso con las observaciones analizadas en este trabajo, que constituyen las de mayor sensibilidad obtenidas en jets protoestelares, no ha sido posible detectar emisión linealmente polarizada. Un posible efecto para explicar los bajos grados de polarización inferidos, es la presencia de despolarización por rotación de Faraday. Este efecto se debe a la interacción de electrones térmicos con la radiación sincrotrón, y produce un giro en el ángulo de polarización de la emisión que depende de la frecuencia. De este modo, al observar con anchos de banda grandes para obtener gran sensibilidad en la detección de emisión continua, se obtiene el efecto contrario en la detección de polarización: el grado de polarización observado disminuye en grandes anchos de banda, ya que la emisión polarizada en diferentes direcciones es promediada en el rango de frecuencias observado. Con la instrumentación actual, es posible eliminar este efecto mediante observaciones muy largas (e.g., decenas de horas) en un solo objeto, y para una sola banda espectral. Sin embargo, para poder realizar este tipo de estudios en una muestra grande de objetos, se requieren interferómetros ultra-sensitivos como el anteriormente mencionado SKA, o el Next Generation VLA (ngVLA).

AGRADECIMIENTOS

Qué aventura ha sido llegar a esta página!... en la tesis, y en la vida. Son muchas las personas que han contribuido en diferentes maneras a la realización de este trabajo. Es difícil nombrar a todas en el breve espacio de estas líneas, sobre todo cuando acuden a mi mente cúmulos de recuerdos. Al remontarme a los orígenes recuerdo a mi familia: la imagen de mis padres alentándome a seguir mis sueños desde niña, mi abu Elena regalándome mi primer libro de Astronomía... Gracias a mi familia, en primera instancia, por incentivarme y acompañarme en este camino.

Al pensar en los orígenes académicos, al momento de optar por una rama de la Astronomía, encuentro al Dr. Carlos Valotto (el Carlos), en el área de Radioastronomía. Desde el principio recuerdo charlas entusiastas e ideas para abrir camino a este campo de estudio en Córdoba. En este sentido, el pequeño aporte de esta tesis representa para nosotros un paso más en dirección a objetivos mayores, y no hubiera sido posible sin el constante apoyo y motivación de Carlos. Gracias Carlos por la palabra del día a día, por alentarme y transmitirme tu entusiasmo, y por ser además de un tutor, un consejero y amigo todos estos años.

Hubo un momento crucial en mi camino académico en que conocí al Dr. Luis Felipe Rodríguez, en una escuela de magnetohidrodinámica en Brasil. Este evento tuvo consecuencias determinantes en mi carrera. Gracias a Luis Felipe pude realizar el primer viaje al Instituto de Radioastronomía en Morelia, para aprender las técnicas de reducción de datos radiointerferométricos con del Dr. Carlos Carrasco González (el Charly), mi director de tesis. A partir de ese entonces se sucederían varios viajes a ese instituto para avanzar en mis estudios doctorales. Quiero expresar mi gratitud al Dr. Luis Felipe por brindarme esa oportunidad, por su colaboración y asesoramiento en trabajos posteriores, y por hacerme sentir siempre bienvenida en México.

El Charly. En pocas palabras puedo decir que Charly fue el mejor director que pude tener. Nada de esto hubiera sido posible sin la claridad de sus objetivos, su conocimiento del área, y su experiencia como radioastrónomo. Además de guiarme e instruirme en este camino, Charly ha sido también un consejero y amigo, por lo cual estoy muy agradecida. De su mano he conocido a personas con las que ha sido muy grato trabajar, y de las que he aprendido mucho. Entre ellas, el Dr. José María Torrelles (Chema), y el Dr. Guillem Anglada, cuyos aportes a mis trabajos han sido significativos.

Quiero agradecer en particular a Chema, por haber estado siempre al pendiente de la evolución de mi carrera, y haberme brindado en diversas ocasiones su apoyo y sus consejos.

Estoy muy agradecida con la Dra. Anabella Araudo, por sus aportes a los trabajos realizados y su buena disposición para ayudarme, siempre.

Quiero agradecer al Dr. Gustavo E. Romero, no sólo por brindarme su experiencia en el campo de la astrofísica de altas energías, sino también por su apoyo y consejo en el ámbito académico y personal.

En mis prolongadas estadías en México tuve la oportunidad de hacer muchos amigos. A ellos estoy muy agradecida, por hacerme sentir México, y en particular Morelia, como un hogar en el mundo... Siempre voy a desear volver. De igual manera quiero agradecer a los amigos argentinos que me acompañan desde el comienzo, y a los amigos de los últimos tiempos, por sus palabras de aliento y compañía.

Quiero agradecer también a la Universidad Nacional de Córdoba, y al sistema de enseñanza pública, laica y gratuita de mi País, gracias al cual pude realizar mis estudios de grado, y al Estado Argentino, por otorgarme una beca para financiar mis estudios de postgrado.

Je pense où je ne suis pas, donc je suis où je ne pense pas (Pienso donde no soy, luego soy donde no pienso)... Hallé esta cita de Jacques Lacan hace unos días, y aunque ignoro el significado atribuido por él, la tomo hoy para expresar mi profunda gratitud a Susana (la Susi), por guiarme para hallar mi camino, y ser y pensar en el mismo lugar: mi lugar.

Gracias a todos, gracias totales!



Bibliografía

- Adams, F. C., C. J. Lada y F. H. Shu (1987). «Spectral evolution of young stellar objects». En: *ApJ* 312, páginas 788-806. DOI: 10.1086/164924 (véase página 6).
- Agudo, I. y col. (2001). «Jet Stability and the Generation of Superluminal and Stationary Components». En: *ApJL* 549, páginas L183-L186. DOI: 10.1086/319158. eprint: astro-ph/0101188 (véase página 101).
- Albertazzi, B. y col. (2014). «Laboratory formation of a scaled protostellar jet by coaligned poloidal magnetic field». En: *Science* 346, páginas 325-328. DOI: 10.1126/science.1259694 (véase páginas 13, 14).
- Altenhoff W., Mezger P. G. Wendker H. y G. Westerhout (1960). «» En: *Veroff. Univ. Sternwarte Bonn* (véase página 43).
- Andre, P., D. Ward-Thompson y M. Barsony (1993). «Submillimeter continuum observations of Rho Ophiuchi A - The candidate protostar VLA 1623 and prestellar clumps». En: *ApJ* 406, páginas 122-141. DOI: 10.1086/172425 (véase página 6).
- (2000). «From Prestellar Cores to Protostars: the Initial Conditions of Star Formation». En: *Protostars and Planets IV*, página 59. eprint: astro-ph/9903284 (véase página 7).
- Anglada, G. (1995). «Centimeter Continuum Emission from Outflow Sources». En: *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*. Volumen 1. Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series (véase páginas 50, 51).

- Anglada, G. (1996). «Radio Jets in Young Stellar Objects». En: ASP Conf. Ser. 93 (véase páginas 49, 51, 52, 96).
- Anglada, G., L. F. Rodríguez y C. Carrasco-Gonzalez (2015). «Radio Jets in Young Stellar Objects with the SKA». En: *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)*, 121, página 121. arXiv: 1412.6409 [astro-ph.SR] (véase página 71).
- Anglada, G. y col. (1992). «Radio continuum from the powering sources of the RNO 43, HARO 4-255 FIR, B335, and PV Cephei outflows and from the Herbig-Haro object 32A». En: *ApJ* 395, páginas 494-500. DOI: 10.1086/171670 (véase página 51).
- Anglada, G. y col. (1998a). «Spectral Indices of Centimeter Continuum Sources in Star-forming Regions: Implications on the Nature of the Outflow Exciting Sources». En: *AJ* 116, páginas 2953-2964. DOI: 10.1086/300637 (véase página 50).
- Anglada, G. y col. (1998b). «Spectral Indices of Centimeter Continuum Sources in Star-forming Regions: Implications on the Nature of the Outflow Exciting Sources». En: *AJ* 116, páginas 2953-2964. DOI: 10.1086/300637 (véase página 82).
- Anglada, G. y col. (2007). «Proper Motions of the Jets in the Region of HH 30 and HL/XZ Tau: Evidence for a Binary Exciting Source of the HH 30 Jet». En: *AJ* 133, páginas 2799-2814. DOI: 10.1086/517493. eprint: astro-ph/0703155 (véase páginas 21, 79, 80).
- Araudo, A. T. y col. (2007). «Gamma-ray emission from massive young stellar objects». En: *A&A* 476, páginas 1289-1295. DOI: 10.1051/0004-6361:20077636. arXiv: 0708.2955 (véase páginas VIII, 32, 53, 105, 116, 129).
- Axford, W. I., E. Leer y G. Skadron (1977). «The acceleration of cosmic rays by shock waves». En: *International Cosmic Ray Conference* 11, páginas 132-137 (véase páginas VIII, 30).
- Baade, W. y R. Minkowski (1954). «On the Identification of Radio Sources.» En: *ApJ* 119, página 215. DOI: 10.1086/145813 (véase páginas 10, 11).
- Bachiller, R., A. Fuente y M. Tafalla (1995). «An extremely high velocity multipolar outflow around IRAS 20050 + 2720». En: *ApJL* 445, páginas L51-L54. DOI: 10.1086/187887 (véase página 5).
- Bally, J., E. Feigelson y B. Reipurth (2003). «X-Rays from the Vicinity of the Protostar L1551 IRS 5: Reflection or Fast Shocks?» En: *ApJ* 584, páginas 843-852. DOI: 10.1086/345850 (véase página 115).
- Beck, R. y M. Krause (2005). «Revised equipartition and minimum energy formula for magnetic field strength estimates from radio synchrotron observations». En: *Astronomische*

- Nachrichten* 326, páginas 414-427. DOI: 10.1002/asna.200510366. eprint: astro-ph/0507367 (véase página 25).
- Bell, A. R. (1978a). «The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I». En: *MNRAS* 182, páginas 147-156. DOI: 10.1093/mnras/182.2.147 (véase páginas VIII, 30).
- (1978b). «The acceleration of cosmic rays in shock fronts. II». En: *MNRAS* 182, páginas 443-455. DOI: 10.1093/mnras/182.3.443 (véase páginas VIII, 30).
- (2013). «Cosmic ray acceleration». En: *Astroparticle Physics* 43, páginas 56-70. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.05.022 (véase página 109).
- Bell, A. R., K. M. Schure y B. Reville (2011). «Cosmic ray acceleration at oblique shocks». En: *MNRAS* 418, páginas 1208-1216. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.19571.x. arXiv: 1108.0582 [astro-ph.HE] (véase página 86).
- Beltrán, M. T. y col. (2001). «Radio Spectral Indices of the Powering Sources of Outflows». En: *AJ* 121, páginas 1556-1568. DOI: 10.1086/319394 (véase página 112).
- Beuther, H. y D. Shepherd (2005). «Precursors of UchII Regions and the Evolution of Massive Outflows». En: *Astrophysics and Space Science Library*. Volumen 324. Astrophysics and Space Science Library, página 105. DOI: 10.1007/0-387-26357-8_8. eprint: astro-ph/0502214 (véase página 10).
- Blandford, R. D., M. C. Begelman y M. J. Rees (1982). «Cosmic jets». En: *Scientific American* 246, páginas 124-132. DOI: 10.1038/scientificamerican0582-124 (véase páginas VIII, 32, 53).
- Blandford, R. D. y J. P. Ostriker (1978). «Particle acceleration by astrophysical shocks». En: *ApJL* 221, páginas L29-L32. DOI: 10.1086/182658 (véase páginas VIII, 30).
- Blandford, R. D. y D. G. Payne (1982). «Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets». En: *MNRAS* 199, páginas 883-903. DOI: 10.1093/mnras/199.4.883 (véase páginas 12, 14).
- Blasi, P. (2013). «The origin of galactic cosmic rays». En: *A&A Rev.* 21, 70, página 70. DOI: 10.1007/s00159-013-0070-7. arXiv: 1311.7346 [astro-ph.HE] (véase página 109).
- Blondin, J. M., B. A. Fryxell y A. Konigl (1990). «The structure and evolution of radiatively cooling jets». En: *ApJ* 360, páginas 370-386. DOI: 10.1086/169128 (véase página 106).

- Blondin, J. M., A. Konigl y B. A. Fryxell (1989). «Herbig-Haro objects as the heads of radiative jets». En: *ApJL* 337, páginas L37-L40. DOI: 10.1086/185373 (véase páginas 17, 31, 83, 105).
- Blumenthal, G. R. y R. J. Gould (1970). «Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases». En: *Reviews of Modern Physics* 42, páginas 237-271. DOI: 10.1103/RevModPhys.42.237 (véase página 41).
- Bonnell, I. A., M. R. Bate y H. Zinnecker (1998). «On the formation of massive stars». En: *MNRAS* 298, páginas 93-102. DOI: 10.1046/j.1365-8711.1998.01590.x. eprint: astro-ph/9802332 (véase página 10).
- Bonnell, I. A., R. B. Larson y H. Zinnecker (2007). «The Origin of the Initial Mass Function». En: *Protostars and Planets V*, páginas 149-164. eprint: astro-ph/0603447 (véase página 10).
- Bonnell, I. A., S. G. Vine y M. R. Bate (2004). «Massive star formation: nurture, not nature». En: *MNRAS* 349, páginas 735-741. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2004.07543.x. eprint: astro-ph/0401059 (véase página 10).
- Bontemps, S. y col. (1996). «Evolution of outflow activity around low-mass embedded young stellar objects». En: *A&A* 311, páginas 858-872 (véase página 22).
- Bosch-Ramon, V. y col. (2010). «Massive protostars as gamma-ray sources». En: *A&A* 511, A8, A8. DOI: 10.1051/0004-6361/200913488. arXiv: 0911.5612 [astro-ph.HE] (véase páginas VIII, 32, 33, 53, 105, 108, 110, 116, 129).
- Bridle, A. H. y R. A. Perley (1984). «Extragalactic Radio Jets». En: *ARA&A* 22, páginas 319-358. DOI: 10.1146/annurev.aa.22.090184.001535 (véase página 11).
- Briggs, D. S. (1995). «High Fidelity Interferometric Imaging: Robust Weighting and NNLS Deconvolution». En: *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. Volumen 27. Bulletin of the American Astronomical Society, página 1444 (véase páginas 63, 70, 92, 117).
- Burke, B. F. y F. Graham-Smith (1997). *An introduction to radio astronomy* (véase página 54).
- Burn, B. J. (1966). «On the depolarization of discrete radio sources by Faraday dispersion». En: *MNRAS* 133, página 67. DOI: 10.1093/mnras/133.1.67 (véase página 48).
- Carrasco-González, C. (2010). «High angular resolution study of the earliest stages of star formation». Tesis doctoral. Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA-CSIC) (véase páginas 8, 52).

- Carrasco-González, C. y col. (2010). «A Magnetized Jet from a Massive Protostar». En: *Science* 330, página 1209. DOI: 10.1126/science.1195589. arXiv: 1011.6254 [astro-ph.GA] (véase páginas VIII, 23, 24, 53, 73, 75, 90-93, 105, 108, 117, 118, 120, 121).
- Carrasco-González, C. y col. (2012). «Resolving the Circumstellar Disk around the Massive Protostar Driving the HH 80-81 Jet». En: *ApJL* 752, L29, página L29. DOI: 10.1088/2041-8205/752/2/L29. arXiv: 1205.3302 (véase páginas 90, 116).
- Carrasco-González, C. y col. (2013). «Discovery of synchrotron emission from a YSO jet». En: *European Physical Journal Web of Conferences*. Volumen 61. European Physical Journal Web of Conferences, página 03003. DOI: 10.1051/epjconf/20136103003 (véase página 75).
- Carrasco-González, C. y col. (2015). «Observing the onset of outflow collimation in a massive protostar». En: *Science* 348, páginas 114-117. DOI: 10.1126/science.aaa7216. arXiv: 1507.05285 [astro-ph.SR] (véase páginas 14-16, 71).
- Casali, M. M., C. Eiroa y W. D. Duncan (1993). «A Second Phase of Star Formation in the Serpens Core». En: *A&A* 275, página 195 (véase página 68).
- Castro, D. y P. Slane (2010). «Fermi Large Area Telescope Observations of Supernova Remnants Interacting with Molecular Clouds». En: *ApJ* 717, páginas 372-378. DOI: 10.1088/0004-637X/717/1/372. arXiv: 1002.2738 [astro-ph.HE] (véase páginas VIII, 32, 53).
- Chevalier, R. A. (1999). «Supernova Remnants in Molecular Clouds». En: *ApJ* 511, páginas 798-811. DOI: 10.1086/306710. eprint: astro-ph/9805315 (véase página 84).
- Choi, M. (2009). «Multiplicity of the Protostar Serpens SMM 1 Revealed by Millimeter Imaging». En: *ApJ* 705, páginas 1730-1734. DOI: 10.1088/0004-637X/705/2/1730. arXiv: 0910.2284 (véase páginas 76, 79, 81).
- Crusius-Watzel, A. R. (1990). «Diffusive shock acceleration in the lobes of the Serpens triple radio source». En: *ApJL* 361, páginas L49-L52. DOI: 10.1086/185824 (véase página VIII).
- Curiel, S., J. Canto y L. F. Rodríguez (1987). «A model for the thermal radio continuum emission produced by a shock wave and its application to the Herbig-Haro objects 1 and 2». En: *RMxAA* 14, páginas 595-602 (véase páginas 50, 52).
- Curiel, S. y col. (1989). «A search for radio sources near double Herbig-Haro objects». En: *RMxAA* 17, páginas 137-141 (véase página 50).
- Curiel, S. y col. (1993). «The triple radio continuum source in Serpens - The birth of a Herbig-Haro system?» En: *ApJ* 415, páginas 191-203. DOI: 10.1086/173155 (véase página 68).

- Curiel, S. y col. (1996). «High-Velocity Ammonia Emission Associated with the Young Stellar Object Serpens FIRS 1». En: *ApJ* 456, página 677. DOI: 10.1086/176688 (véase página 84).
- Curiel, S. y col. (2006). «Large Proper Motions in the Jet of the High-Mass YSO Cepheus A HW2». En: *ApJ* 638, páginas 878-886. DOI: 10.1086/498931 (véase página 51).
- Davis, L. (1956). «Modified Fermi Mechanism for the Acceleration of Cosmic Rays». En: *Physical Review* 101, páginas 351-358. DOI: 10.1103/PhysRev.101.351 (véase página 30).
- De Becker, M. y G. Rauw (2007). «New Colliding-Wind Massive Binaries». En: *Massive Stars in Interactive Binaries*. Volumen 367. Astronomical Society of the Pacific Conference Series (véase páginas VIII, 32, 53).
- de Gouveia Dal Pino, E. M. (1995). «Protostellar jets: the best laboratories to investigate astrophysical jets». En: *American Institute of Physics Conference Series*. Volumen 345. American Institute of Physics Conference Series, páginas 427-438. DOI: 10.1063/1.49003. eprint: astro-ph/9503069 (véase página 12).
- (2005). «Astrophysical jets and outflows». En: *Advances in Space Research* 35, páginas 908-924. DOI: 10.1016/j.asr.2005.03.145. eprint: astro-ph/0406319 (véase páginas 12, 29).
- de Gouveia dal Pino, E. M. y W. Benz (1993). «Three-dimensional simulations of protostellar jets». En: *ApJ* 410, páginas 686-695. DOI: 10.1086/172785 (véase página 15).
- (1994). «Multiple outflow episodes from protostars: Three-dimensional models of intermittent jets». En: *ApJ* 435, páginas 261-273. DOI: 10.1086/174811. eprint: astro-ph/9405035 (véase página 21).
- de Gouveia Dal Pino, E. M. y A. H. Cerqueira (2004). «Supersonic magnetized jets in star formation regions». En: *Frontiers of the Universe* (véase página 21).
- de Gouveia Dal Pino, E. M. y A. Lazarian (2000). «Ultra-High-Energy Cosmic-Ray Acceleration by Magnetic Reconnection in Newborn Accretion-induced Collapse Pulsars». En: *ApJL* 536, páginas L31-L34. DOI: 10.1086/312730. eprint: astro-ph/0002155 (véase página 29).
- (2001). «Constraints on the Acceleration of Ultra-High-Energy Cosmic Rays in Accretion-induced Collapse Pulsars». En: *ApJ* 560, páginas 358-364. DOI: 10.1086/322509. eprint: astro-ph/0106452 (véase páginas 21, 29).

- Dionatos, O. y col. (2010). «Wide field CO J = 3 2 mapping of the Serpens cloud core». En: *A&A* 523, A29, A29. DOI: 10.1051/0004-6361/200913839. arXiv: 1008.0365 (véase página 79).
- Dionatos, O. y col. (2014). «Atomic jet from SMM1 (FIRS1) in Serpens uncovers protobinary companion». En: *A&A* 563, A28, A28. DOI: 10.1051/0004-6361/201322799. arXiv: 1401.3249 [astro-ph.GA] (véase páginas 79, 81).
- Duquennoy, A. y M. Mayor (1991). «Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II - Distribution of the orbital elements in an unbiased sample». En: *A&A* 248, páginas 485-524 (véase página 7).
- Dzib, S. y col. (2010). «VLBA Determination of the Distance to Nearby Star-forming Regions. IV. A Preliminary Distance to the Proto-Herbig AeBe Star EC 95 in the Serpens Core». En: *ApJ* 718, páginas 610-619. DOI: 10.1088/0004-637X/718/2/610. arXiv: 1003.5900 [astro-ph.SR] (véase página 76).
- Edgar, R. y C. Clarke (2003). «A new algorithm for radiative feedback and its application to the formation of massive stars». En: *MNRAS* 338, páginas 962-972. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2003.06139.x. eprint: astro-ph/0210340 (véase página 9).
- Eiroa, C. y M. M. Casali (1989). «The Serpens sources SVS 4 and FIRS 1 - New results from infrared images». En: *A&A* 223, páginas L17-L19 (véase página 79).
- Eiroa, C. y col. (2005). «Very Large Array 3.5 cm Continuum Sources in the Serpens Cloud Core». En: *AJ* 130, páginas 643-651. DOI: 10.1086/431742. eprint: astro-ph/0506054 (véase página 79).
- Eisloffel, J. (2000). «Parsec-scale molecular H₂ outflows from young stars». En: *A&A* 354, páginas 236-246 (véase página 21).
- Estalella, R. y col. (2012). «The Counterjet of HH 30: New Light on Its Binary Driving Source». En: *AJ* 144, 61, página 61. DOI: 10.1088/0004-6256/144/2/61. arXiv: 1206.3391 (véase páginas 83, 90).
- Favata, F. y col. (2002). «Discovery of X-ray emission from the protostellar jet L1551 IRS5 (HH 154)». En: *A&A* 386, páginas 204-210. DOI: 10.1051/0004-6361:20011387. eprint: astro-ph/0110112 (véase página 115).
- Fender, R. P., T. M. Belloni y E. Gallo (2004). «Towards a unified model for black hole X-ray binary jets». En: *MNRAS* 355, páginas 1105-1118. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2004.08384.x. eprint: astro-ph/0409360 (véase página 11).

- Fermi, E. (1949). «On the Origin of the Cosmic Radiation». En: *Physical Review* 75, páginas 1169-1174. DOI: 10.1103/PhysRev.75.1169 (véase página 29).
- Ferreira, J. (1997). «Magnetically-driven jets from Keplerian accretion discs.» En: *A&A* 319, páginas 340-359. eprint: astro-ph/9607057 (véase página 12).
- Frank, A. y col. (2014). «Jets and Outflows from Star to Cloud: Observations Confront Theory». En: *Protostars and Planets VI*, páginas 451-474. DOI: 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch020. arXiv: 1402.3553 [astro-ph.SR] (véase página 14).
- Fromm, C. M. y col. (2013). «Catching the radio flare in CTA 102. II. VLBI kinematic analysis». En: *A&A* 551, A32, A32. DOI: 10.1051/0004-6361/201219913. arXiv: 1211.3606 [astro-ph.HE] (véase página 100).
- Fromm, C. M. y col. (2016). «Spectral evolution of flaring blazars from numerical simulations». En: *A&A* 588, A101, A101. DOI: 10.1051/0004-6361/201527139. arXiv: 1601.03181 [astro-ph.HE] (véase página 101).
- Fruscione, A. y col. (2006). «CIAO: Chandra's data analysis system». En: *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Volumen 6270. Página 62701V. DOI: 10.1117/12.671760 (véase página 119).
- Gabriel, C. y col. (2004). «The XMM-Newton SAS - Distributed Development and Maintenance of a Large Science Analysis System: A Critical Analysis». En: *Astronomical Data Analysis Software and Systems (ADASS) XIII*. Volumen 314. Astronomical Society of the Pacific Conference Series (véase página 119).
- Garmire, G. P. y col. (2003). «Advanced CCD imaging spectrometer (ACIS) instrument on the Chandra X-ray Observatory». En: *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy*. Volumen 4851. (Véase página 119).
- Ginzburg, V. L. y S. I. Syrovatskii (1964). *The Origin of Cosmic Rays* (véase página 109).
- Girart, J. M., R. Estalella y P. T. P. Ho (1998). «On the Nature of the Molecular Condensation Downstream from HH 80 North». En: *ApJL* 495, páginas L59-L62. DOI: 10.1086/311206 (véase página 116).
- Girart, J. M. y col. (1994). «Ammonia downstream from HH 80 North». En: *ApJL* 435, páginas L145-L148. DOI: 10.1086/187615 (véase página 116).
- Gómez, J. F. y col. (1999). «Disk and Outflow in Cepheus A-HW2: Interferometric SiO and HCO⁺ Observations». En: *ApJ* 514, páginas 287-295. DOI: 10.1086/306916 (véase página 51).

- Güdel, M. y col. (2008). «Discovery of a bipolar X-ray jet from the T Tauri star DG Tauri». En: *A&A* 478, páginas 797-807. DOI: 10.1051/0004-6361:20078141. arXiv: 0712.1330 (véase página 14).
- Gueth, F. y S. Guilloteau (1999). «The jet-driven molecular outflow of HH 211». En: *A&A* 343, páginas 571-584 (véase página 22).
- Güver, T. y F. Özel (2009). «The relation between optical extinction and hydrogen column density in the Galaxy». En: *MNRAS* 400, páginas 2050-2053. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2009.15598.x. arXiv: 0903.2057 (véase página 126).
- Haro, G. (1952). «Herbig's Nebulous Objects Near NGC 1999.» En: *ApJ* 115, página 572. DOI: 10.1086/145576 (véase páginas 20, 115).
- Hartigan, P., J. Raymond y L. Hartmann (1987). «Radiative bow shock models of Herbig-Haro objects». En: *ApJ* 316, páginas 323-348. DOI: 10.1086/165204 (véase página 106).
- Hartigan, P. y col. (2007). «Magnetic Fields in Stellar Jets». En: *ApJ* 661, páginas 910-918. DOI: 10.1086/513499. eprint: astro-ph/0702174 (véase página 14).
- Harvey, P. M., B. A. Wilking y M. Joy (1984). «Infrared observations of dust cloud structure in young R associations - NGC 1333, S68, and NGC 7129». En: *ApJ* 278, páginas 156-169. DOI: 10.1086/161777 (véase páginas 67, 68).
- Harvey, P. M. y col. (2006). «The Spitzer c2d Survey of Large, Nearby, Interstellar Clouds. II. Serpens Observed with IRAC». En: *ApJ* 644, páginas 307-325. DOI: 10.1086/503520. eprint: astro-ph/0603547 (véase página 67).
- Heathcote, S., B. Reipurth y A. C. Raga (1998). «Structure, Excitation, and Kinematics of the Luminous Herbig-Haro Objects 80/81». En: *AJ* 116, páginas 1940-1960. DOI: 10.1086/300548 (véase páginas 89, 116, 120-122, 126, 128, 129, 131).
- Helder, E. A. y col. (2009). «Measuring the Cosmic-Ray Acceleration Efficiency of a Supernova Remnant». En: *Science* 325, página 719. DOI: 10.1126/science.1173383. arXiv: 0906.4553 [astro-ph.GA] (véase página 109).
- Herbig, G. H. (1951). «The Spectra of Two Nebulous Objects Near NGC 1999.» En: *ApJ* 113, páginas 697-699. DOI: 10.1086/145440 (véase páginas 20, 115).
- Hodapp, K. W. (1999). «Proper Motions of H₂ Jets and Variability of Young Stars in the Serpens NW Region». En: *AJ* 118, páginas 1338-1346. DOI: 10.1086/301003 (véase página 79).
- Hurt, R. L. y M. Barsony (1996). «A Cluster of Class 0 Protostars in Serpens: an IRAS HIRES Study». En: *ApJL* 460, página L45. DOI: 10.1086/309969 (véase página 67).

- Jansky, K. G. (1933). «Electrical phenomena that apparently are of interstellar origin». En: *Popular Astronomy* 41, página 548 (véase página 36).
- Kaastra, J. S. «An X-Ray Spectral Code for Optically Thin Plasmas». En: *Internal SRON-Leiden Report, updated version 2.0* (véase página 126).
- Kahn, F. D. (1974). «Cocoons around early-type stars». En: *A&A* 37, páginas 149-162 (véase página 9).
- Kantharia, N. G. y col. (2014). «Rapid rise in the radio synchrotron emission from the recurrent nova system V745 Sco». En: *The Astronomer's Telegram* 5962 (véase páginas VIII, 32, 53).
- Konigl, A. (1982). «On the nature of bipolar sources in dense molecular clouds». En: *ApJ* 261, páginas 115-134. DOI: 10.1086/160324 (véase página 11).
- Kotera, K. y A. V. Olinto (2011). «The Astrophysics of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays». En: *ARA&A* 49, páginas 119-153. DOI: 10.1146/annurev-astro-081710-102620. arXiv: 1101.4256 [astro-ph.HE] (véase página 29).
- Krymskii, G. F. (1977). «A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave». En: *Akademiia Nauk SSSR Doklady* 234, páginas 1306-1308 (véase páginas VIII, 30).
- Kwan, J. y N. Scoville (1976). «The nature of the broad molecular line emission at the Kleinmann-Low nebula». En: *ApJL* 210, páginas L39-L43. DOI: 10.1086/182298 (véase páginas 21, 22).
- Lada, C. J. (1987). «Star formation - From OB associations to protostars». En: *Star Forming Regions*. Volumen 115. IAU Symposium (véase página 6).
- (1999). «The Formation of Low Mass Stars: An Observational Overview». En: *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*. Volumen 540. NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C (véase página 7).
- Lada, C. J. y F. H. Shu (1990). «The formation of sunlike stars». En: *Science* 248, páginas 564-572. DOI: 10.1126/science.248.4955.564 (véase página 5).
- Larson, R. B. (1969). «Numerical calculations of the dynamics of collapsing proto-star». En: *MNRAS* 145, página 271. DOI: 10.1093/mnras/145.3.271 (véase página 4).
- Larson, R. B. y S. Starrfield (1971). «On the formation of massive stars and the upper limit of stellar masses.» En: *A&A* 13, páginas 190-197 (véase página 9).

- Lazarian, A. y col. (2015). «Magnetic Reconnection in Astrophysical Environments». En: *Magnetic Fields in Diffuse Media*. Volumen 407. Astrophysics and Space Science Library. arXiv: 1407.6356 [astro-ph.SR] (véase página 18).
- Liedahl, D. A., A. L. Osterheld y W. H. Goldstein (1995). «New calculations of Fe L-shell X-ray spectra in high-temperature plasmas». En: *ApJL* 438, páginas L115-L118 (véase página 126).
- Livio, M. (1997). «The Formation Of Astrophysical Jets». En: *IAU Colloq. 163: Accretion Phenomena and Related Outflows*. Volumen 121. Astronomical Society of the Pacific Conference Series (véase página 12).
- (1998). «Jets: Some Recent Developments». En: *Wild Stars in the Old West*. Volumen 137. Astronomical Society of the Pacific Conference Series (véase página 12).
- Longair, M. S. (2011). *High Energy Astrophysics* (véase páginas 41, 46).
- López, R. y col. (2009). «The nature of HH 223 from long-slit spectroscopy». En: *A&A* 498, páginas 761-769. DOI: 10.1051/0004-6361/200811421. arXiv: 0902.2704 (véase página 21).
- López-Santiago, J. y col. (2013). «Evidence of Non-thermal X-Ray Emission from HH 80». En: *ApJL* 776, L22, página L22. DOI: 10.1088/2041-8205/776/2/L22. arXiv: 1309.4256 (véase página 128).
- Marti, J., L. F. Rodríguez y B. Reipurth (1993). «HH 80-81: A Highly Collimated Herbig-Haro Complex Powered by a Massive Young Star». En: *ApJ* 416, página 208. DOI: 10.1086/173227 (véase páginas 9, 21, 51, 90, 95, 100, 116, 120, 122, 131).
- (1995). «Large Proper Motions and Ejection of New Condensations in the HH 80-81 Thermal Radio Jet». En: *ApJ* 449, página 184. DOI: 10.1086/176044 (véase páginas 23, 83, 90, 107).
- Martí, J., L. F. Rodríguez y B. Reipurth (1998). «Proper Motions of the Inner Condensations in the HH 80-81 Thermal Radio Jet». En: *ApJ* 502, páginas 337-341. DOI: 10.1086/305900 (véase página 51).
- Martins, F. y col. (2008). «The most massive stars in the Arches cluster». En: *A&A* 478, páginas 219-233. DOI: 10.1051/0004-6361:20078469. arXiv: 0711.0657 (véase página 9).
- Masciadri, E. y A. C. Raga (2002). «Herbig-Haro Jets from Orbiting Sources». En: *ApJ* 568, páginas 733-742. DOI: 10.1086/338767 (véase página 79).

- Masqué, J. M. y col. (2009). «The Molecular Emission of the Irradiated Star-Forming Core Ahead of HH 80N». En: *ApJ* 695, páginas 1505-1516. DOI: 10.1088/0004-637X/695/2/1505. arXiv: 0901.4034 [astro-ph.SR] (véase página 116).
- Masqué, J. M. y col. (2012). «Centimeter Continuum Observations of the Northern Head of the HH 80/81/80N Jet: Revising the Actual Dimensions of a Parsec-scale Jet». En: *ApJL* 758, L10, página L10. DOI: 10.1088/2041-8205/758/1/L10. arXiv: 1209.1254 [astro-ph.SR] (véase páginas 122, 131).
- Masqué, J. M. y col. (2015). «Proper Motions of the Outer Knots of the HH 80/81/80N Radio-jet». En: *ApJ* 814, 44, página 44. DOI: 10.1088/0004-637X/814/1/44. arXiv: 1510.01769 [astro-ph.SR] (véase páginas 116, 128, 131).
- McKinney, J. C. y R. D. Blandford (2009). «Stability of relativistic jets from rotating, accreting black holes via fully three-dimensional magnetohydrodynamic simulations». En: *MNRAS* 394, páginas L126-L130. DOI: 10.1111/j.1745-3933.2009.00625.x. arXiv: 0812.1060 (véase páginas 12, 13).
- Melrose, D. B. (2009). «Acceleration Mechanisms». En: *ArXiv e-prints*. arXiv: 0902.1803 [astro-ph.SR] (véase páginas 29, 31).
- Merten, L. y col. (2017). «On the non-thermal electron-to-proton ratio at cosmic ray acceleration sites». En: *Astroparticle Physics* 90, páginas 75-84. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2017.02.007. arXiv: 1702.07523 [astro-ph.HE] (véase página 110).
- Mewe, R., E. H. B. M. Gronenschild y G. H. J. van den Oord (1985). «Calculated X-radiation from optically thin plasmas. V». En: *Astronomy and Astrophysics, Supplement* 62, páginas 197-254 (véase página 126).
- Mewe, R., J. R. Lemen y G. H. J. van den Oord (1986). «Calculated X-radiation from optically thin plasmas. VI - Improved calculations for continuum emission and approximation formulae for nonrelativistic average Gaunt factors». En: *Astronomy and Astrophysics, Supplement* 65, páginas 511-536 (véase página 126).
- Mimica, P. y col. (2009). «Spectral Evolution of Superluminal Components in Parsec-Scale Jets». En: *ApJ* 696, páginas 1142-1163. DOI: 10.1088/0004-637X/696/2/1142. arXiv: 0811.1143 (véase página 100).
- Mirabel, I. F. y L. F. Rodríguez (1999). «Sources of Relativistic Jets in the Galaxy». En: *ARA&A* 37, páginas 409-443. DOI: 10.1146/annurev.astro.37.1.409. eprint: astro-ph/9902062 (véase páginas 11, 19).

- Morlino, G. y col. (2013). «Broad Balmer line emission and cosmic ray acceleration efficiency in supernova remnant shocks». En: *A&A* 558, A25, A25. DOI: 10.1051/0004-6361/201322006. arXiv: 1306.6454 [astro-ph.HE] (véase página 109).
- Morrison, R. y D. McCammon (1983). «Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV». En: *ApJ* 270, páginas 119-122. DOI: 10.1086/161102 (véase página 126).
- Nakano, T. (1989). «Conditions for the formation of massive stars through nonspherical accretion». En: *ApJ* 345, páginas 464-471. DOI: 10.1086/167919 (véase página 9).
- Ortiz-León, G. N. y col. (2015). «The Gould's Belt Very Large Array Survey. II. The Serpens Region». En: *ApJ* 805, 9, página 9. DOI: 10.1088/0004-637X/805/1/9. arXiv: 1503.03904 [astro-ph.SR] (véase página 69).
- Ortiz-León, G. N. y col. (2017). «The Goulds Belt Distances Survey (GOBELINS). III. The Distance to the Serpens/Aquila Molecular Complex». En: *ApJ* 834, 143, página 143. DOI: 10.3847/1538-4357/834/2/143. arXiv: 1610.03128 [astro-ph.SR] (véase página 67).
- Osorio, M., S. Lizano y P. D'Alessio (1999). «Hot Molecular Cores and the Formation of Massive Stars». En: *ApJ* 525, páginas 808-820. DOI: 10.1086/307929 (véase página 9).
- Ostrowski, M. (1999). «Supernova remnants in molecular clouds: on cosmic ray electron spectra». En: *A&A* 345, páginas 256-258. eprint: astro-ph/9812433 (véase página 84).
- Pacholczyk, A. G. (1970). *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources* (véase páginas 25, 47).
- Padovani, M. y col. (2015). «Cosmic-ray acceleration in young protostars». En: *A&A* 582, L13, página L13. DOI: 10.1051/0004-6361/201526874. arXiv: 1509.06416 [astro-ph.SR] (véase páginas VIII, 32, 53, 105, 108).
- Padovani, M. y col. (2016). «Protostars: Forges of cosmic rays?» En: *A&A* 590, A8, A8. DOI: 10.1051/0004-6361/201628221. arXiv: 1602.08495 [astro-ph.HE] (véase páginas VIII, 32, 53, 105, 108).
- Parker, E. N. (1957). «Acceleration of Cosmic Rays in Solar Flares». En: *Physical Review* 107, páginas 830-836. DOI: 10.1103/PhysRev.107.830 (véase página 30).
- Parker, E. N. y D. A. Tidman (1958). «Suprathermal Particles». En: *Physical Review* 111, páginas 1206-1211. DOI: 10.1103/PhysRev.111.1206 (véase página 30).

- Pech, G. y col. (2010). «Confirmation of a Recent Bipolar Ejection in the Very Young Hierarchical Multiple System IRAS 16293-2422». En: *ApJ* 712, páginas 1403-1409. DOI: 10.1088/0004-637X/712/2/1403. arXiv: 1002.2417 (véase página 23).
- Perlman, E. S. y col. (1999). «Optical and Radio Polarimetry of the M87 Jet at 0.2" Resolution». En: *AJ* 117, páginas 2185-2198. DOI: 10.1086/300844. eprint: astro-ph/9901176 (véase página 19).
- Perucho, M. (2013). «Jet dynamics and stability. Recollimation shocks and helical patterns». En: *European Physical Journal Web of Conferences*. Volumen 61. European Physical Journal Web of Conferences, página 02002. DOI: 10.1051/epjconf/20136102002. arXiv: 1308.6168 [astro-ph.HE] (véase página 100).
- Pfalzner, S., J. Tackenberg y M. Steinhausen (2008). «Accretion bursts in young stars driven by the cluster environment». En: *A&A* 487, páginas L45-L48. DOI: 10.1051/0004-6361:200810223. arXiv: 0806.4256 (véase página 7).
- Piran, Tsvi (2005). «The physics of gamma-ray bursts». En: *Rev. Mod. Phys.* 76 (4), páginas 1143-1210. DOI: 10.1103/RevModPhys.76.1143. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.76.1143> (véase página 11).
- Pravdo, S. H., Y. Tsuboi e Y. Maeda (2004). «X-Rays from HH 80, HH 81, and the Central Region». En: *ApJ* 605, páginas 259-271. DOI: 10.1086/382220. eprint: astro-ph/0403267 (véase página 115).
- Pravdo, S. H. y col. (1985). «Detection of radio continuum emission from Herbig-Haro objects 1 and 2 and from their central exciting source». En: *ApJL* 293, páginas L35-L38. DOI: 10.1086/184486 (véase página 21).
- Pravdo, S. H. y col. (2001). «Discovery of X-rays from the protostellar outflow object HH2». En: *Nature* 413, páginas 708-711. DOI: 10.1038/35099508 (véase página 115).
- Pudritz, R. E. y C. A. Norman (1983). «Centrifugally driven winds from contracting molecular disks». En: *ApJ* 274, páginas 677-697. DOI: 10.1086/161481 (véase página 12).
- Pudritz, R. E. y col. (2007). «Disk Winds, Jets, and Outflows: Theoretical and Computational Foundations». En: *Protostars and Planets V*, páginas 277-294. eprint: astro-ph/0603592 (véase página 12).
- Raga, A. C. y J. Cantó (1998). «The Density Jump Across Internal Working Surfaces in HH Jets». En: *RMxAA* 34, páginas 73-78 (véase página 21).

- Raga, A. C., J. Canto y S. Cabrit (1998). «Working surfaces in radiative, non-top hat jets». En: *A&A* 332, páginas 714-720 (véase página 85).
- Raga, A. C. y L. Kofman (1992). «Knots in stellar jets from time-dependent sources». En: *ApJ* 386, páginas 222-228. DOI: 10.1086/171008 (véase página 21).
- Raga, A. C., A. Noriega-Crespo y P. F. Velázquez (2002). «The X-Ray Luminosities of Herbig-Haro Objects». En: *ApJL* 576, páginas L149-L152. DOI: 10.1086/343760. eprint: astro-ph/0208079 (véase páginas 106, 128).
- Raga, A. C. y col. (1990). «Stellar jets with intrinsically variable sources». En: *ApJ* 364, páginas 601-610. DOI: 10.1086/169443 (véase página 21).
- Raga, A. C. y col. (1993). «A Unified Stellar Jet / Molecular Outflow Model». En: *A&A* 276, página 539 (véase página 21).
- Rau, U. y T. J. Cornwell (2011). «A multi-scale multi-frequency deconvolution algorithm for synthesis imaging in radio interferometry». En: *A&A* 532, A71, A71. arXiv: 1106.2745 [astro-ph.IM] (véase páginas 92, 117).
- Ray, T. (2010). «Cosmic Rays from Cosmic Birth». En: *Science* 330, página 1184. DOI: 10.1126/science.1199141 (véase páginas VIII, 25).
- Reber, G. (1944). «Cosmic Static.» En: *ApJ* 100, página 279. DOI: 10.1086/144668 (véase página 35).
- (1949). «Galactic Radio Waves». En: *Sky and Telescope* 8 (véase páginas 35-37).
- Reipurth, B. y J. Bally (2001a). «Herbig-Haro Flows: Probes of Early Stellar Evolution». En: *ARA&A* 39, páginas 403-455. DOI: 10.1146/annurev.astro.39.1.403 (véase páginas VIII, 25).
- (2001b). «Herbig-Haro Flows: Probes of Early Stellar Evolution». En: *ARA&A* 39, páginas 403-455. DOI: 10.1146/annurev.astro.39.1.403 (véase página 21).
- Reipurth, B. y J. A. Graham (1988). «New Herbig-Haro objects in star-forming regions». En: *A&A* 202, páginas 219-239 (véase página 116).
- Reynolds, S. P. (1986). «Continuum spectra of collimated, ionized stellar winds». En: *ApJ* 304, páginas 713-720. DOI: 10.1086/164209 (véase páginas 49, 50, 85, 111-113).
- Rodriguez, L. F. (1995). «Subarcsecond Observations of Radio Continuum from Jets and Disks». En: *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*. Volumen 1. Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series (véase página 49).

- Rodriguez, L. F. (1996). «Thermal Jets in Star-Forming Regions: High-Mass Cases (Invited Paper)». En: *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*. Volumen 4. Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series (véase página 49).
- Rodriguez, L. F., P. T. P. Ho y J. M. Moran (1980). «Anisotropic mass outflow in Cepheus A». En: *ApJL* 240, páginas L149-L152. DOI: 10.1086/183342 (véase página 21).
- Rodríguez, L. F. y B. Reipurth (1989). «Detection of radio continuum emission from the Herbig-Haro objects 80 and 81 and their suspected energy source.» En: *RMxAA* 17, páginas 59-63 (véase página 116).
- Rodriguez, L. F. y col. (1980). «Radio observations of water vapor, hydroxyl, silicon monoxide, ammonia, carbon monoxide, and compact H II regions in the vicinities of suspected Herbig-Haro objects». En: *ApJ* 235, páginas 845-865. DOI: 10.1086/157687 (véase páginas 67, 89).
- Rodriguez, L. F. y col. (1989). «Large proper motions in the remarkable triple radio source in Serpens». En: *ApJL* 346, páginas L85-L88. DOI: 10.1086/185585 (véase página 68).
- Rodriguez, L. F. y col. (1993). «Possible radio spectral indices from inhomogeneous free-free sources.» En: *RMxAA* 25, páginas 23-29 (véase páginas 53, 73).
- Rodriguez, L. F. y col. (1994). «Cepheus A HW2: A powerful thermal radio jet». En: *ApJL* 430, páginas L65-L68. DOI: 10.1086/187439 (véase página 51).
- Rodríguez, L. F. y col. (2008). «The Collimated Jet Source in IRAS 16547-4247: Time Variation, Possible Precession, and Upper Limits to the Proper Motions Along the Jet Axis». En: *AJ* 135, páginas 2370-2379. DOI: 10.1088/0004-6256/135/6/2370. arXiv: 0804.0858 (véase página 51).
- Rodríguez-Kamenetzky, A. y col. (2016). «Investigating Particle Acceleration in Protostellar Jets: The Triple Radio Continuum Source in Serpens». En: *ApJ* 818, 27, página 27. DOI: 10.3847/0004-637X/818/1/27. arXiv: 1512.02980 [astro-ph.SR] (véase páginas IX, 105, 106).
- Rodríguez, L. F. y col. (2000). «New VLA Observations of the HH 1-2 Region: Evidence for Density Enhancements Moving along the Axis of the VLA 1 Radio Jet». En: *AJ* 119, páginas 882-889. DOI: 10.1086/301231 (véase páginas 22, 83, 90).
- Rodríguez-Kamenetzky, A. y col. (2017). «The Highly Collimated Radio Jet of HH 80-81: Structure and Nonthermal Emission». En: *ApJ* 851, 16, página 16. DOI: 10.3847/1538-4357/aa9895. arXiv: 1711.02554 [astro-ph.HE] (véase páginas IX, 93, 105, 120).

- Romero, G. E. y col. (2010). «Gamma-Rays from Massive Protostars». En: *High Energy Phenomena in Massive Stars*. Volumen 422. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. arXiv: 0908.0931 [astro-ph.HE] (véase páginas 32, 53, 116, 129).
- Romero, G. E. y col. (2017). «Relativistic Jets in Active Galactic Nuclei and Microquasars». En: *Space Sci. Rev.* 207, páginas 5-61. DOI: 10.1007/s11214-016-0328-2. arXiv: 1611.09507 [astro-ph.HE] (véase página 19).
- Rybicki, G. B. y A. P. Lightman (1979). *Radiative processes in astrophysics* (véase página 41).
- Sánchez-Monge, Álvaro (2011). «Massive Star Formation: ionized and molecular gas emission in the first evolutionary stages». En: *Ph.D. Thesis in Physics, UNIVERSITAT DE BARCELONA* (véase página 44).
- Schneider, P. C., H. M. Günther y J. H. M. M. Schmitt (2011). «The X-ray puzzle of the L1551 IRS 5 jet». En: *A&A* 530, A123, A123. DOI: 10.1051/0004-6361/201016305. arXiv: 1105.1663 [astro-ph.SR] (véase página 14).
- Shibata, K. y S. Aoki (2003). «MHD Jets, Flares, and Gamma Ray Bursts». En: *ArXiv Astrophysics e-prints*. eprint: astro-ph/0303253 (véase página 12).
- Shimoda, J. y col. (2015). «On Cosmic-ray Production Efficiency at Supernova Remnant Shocks Propagating into Realistic Diffuse Interstellar Medium». En: *ApJ* 803, 98, página 98. DOI: 10.1088/0004-637X/803/2/98. arXiv: 1412.2874 [astro-ph.HE] (véase página 109).
- Shu, F. y col. (1994). «Magnetocentrifugally driven flows from young stars and disks. 1: A generalized model». En: *ApJ* 429, páginas 781-796. DOI: 10.1086/174363 (véase página 12).
- Shu, F. H., F. C. Adams y S. Lizano (1987). «Star formation in molecular clouds - Observation and theory». En: *ARA&A* 25, páginas 23-81. DOI: 10.1146/annurev.aa.25.090187.000323 (véase páginas 4, 9).
- Shu, F. H. y col. (1999). «Low-Mass Star Formation: Theory». En: *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*. Volumen 540. NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C (véase página 7).
- Sironi, L. y A. Spitkovsky (2009). «Particle Acceleration in Relativistic Magnetized Collisionless Pair Shocks: Dependence of Shock Acceleration on Magnetic Obliquity». En: *ApJ* 698, páginas 1523-1549. DOI: 10.1088/0004-637X/698/2/1523. arXiv: 0901.2578 [astro-ph.HE] (véase página 29).

- Snell, R. L., R. B. Loren y R. L. Plambeck (1980). «Observations of CO in L1551 - Evidence for stellar wind driven shocks». En: *ApJL* 239, páginas L17-L22. DOI: 10.1086/183283 (véase páginas 12, 21).
- Sol, H. y col. (2013). «Active Galactic Nuclei under the scrutiny of CTA». En: *Astroparticle Physics* 43, páginas 215-240. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.12.005. arXiv: 1304.3024 [astro-ph.HE] (véase página 29).
- Stahler, S. W., F. Palla y P. T. P. Ho (2000). «The Formation of Massive Stars». En: *Protostars and Planets IV*, páginas 327-352 (véase página 10).
- Stone, J. M. y M. L. Norman (1993). «Numerical Simulations of Protostellar Jets with Nonequilibrium Cooling. II. Models of Pulsed Jets». En: *ApJ* 413, página 210. DOI: 10.1086/172989 (véase página 21).
- Strom, S. E., G. L. Grasdalen y K. M. Strom (1974). «Infrared and optical observations of Herbig-Haro objects.» En: *ApJ* 191, páginas 111-142. DOI: 10.1086/152948 (véase página 67).
- Strom, S. E., F. J. Vrba y K. M. Strom (1976). «Infrared surveys of dark cloud complexes V. The NGC 7129 region and the Serpens dark cloud.» En: *AJ* 81, páginas 638-640. DOI: 10.1086/111933 (véase página 67).
- Summerlin, E. J. y M. G. Baring (2012). «Diffusive Acceleration of Particles at Oblique, Relativistic, Magnetohydrodynamic Shocks». En: *ApJ* 745, 63, página 63. DOI: 10.1088/0004-637X/745/1/63. arXiv: 1110.5968 [astro-ph.HE] (véase página 18).
- Synthesis Imaging in Radio Astronomy II* (1999). Volumen 180. Astronomical Society of the Pacific Conference Series (véase páginas 54, 56, 57).
- Tan, J. C. y C. F. McKee (2002). «The Formation of Massive Stars and Star Clusters». En: *Hot Star Workshop III: The Earliest Phases of Massive Star Birth*. Volumen 267. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. eprint: astro-ph/0203072 (véase página 9).
- Thompson, W. B. (1955). «On the Acceleration of Cosmic-Ray Particles by Magneto-Hydrodynamic Waves». En: *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 233, páginas 402-406. DOI: 10.1098/rspa.1955.0275 (véase página 30).
- Torrelles, J. M. (1991). «Radio Continuum and Molecular Line Observations Toward Herbig-Haro Objects». En: *Atoms, Ions and Molecules: New Results in Spectral Line Astrophysics*. Volumen 16. Astronomical Society of the Pacific Conference Series (véase página 21).

- Torrelles, J. M. y col. (1985). «VLA observations of ammonia and continuum in regions with high-velocity gaseous outflows». En: *ApJ* 288, páginas 595-603. DOI: 10.1086/162825 (véase página 50).
- Torrelles, J. M. y col. (1986). «Ammonia observations of regions with molecular outflows». En: *ApJ* 307, páginas 787-794. DOI: 10.1086/164464 (véase página 107).
- Tsujimoto, M. y col. (2004). «A High-Resolution Very Large Array Observation of a Protostar in OMC-3: Shock-Induced X-Ray Emission by a Protostellar Jet». En: *Publications of the Astronomical Society of Japan* 56, páginas 341-345. DOI: 10.1093/pasj/56.2.341. eprint: astro-ph/0401068 (véase página 116).
- Vig, S. y col. (2018). «Detection of non-thermal emission from the massive protostellar jet HH80-81 at low radio frequencies using GMRT». En: *MNRAS* 474, páginas 3808-3816. DOI: 10.1093/mnras/stx3032. arXiv: 1711.07642 [astro-ph.SR] (véase página 122).
- Wilson, T. L., K. Rohlfs y S. Hüttemeister (2009). *Tools of Radio Astronomy*. Springer-Verlag. DOI: 10.1007/978-3-540-85122-6 (véase página 40).
- Wolfire, M. G. y J. P. Cassinelli (1987). «Conditions for the formation of massive stars». En: *ApJ* 319, páginas 850-867. DOI: 10.1086/165503 (véase página 9).
- Wu, Y. y col. (2004). «A study of high velocity molecular outflows with an up-to-date sample». En: *A&A* 426, páginas 503-515. DOI: 10.1051/0004-6361:20035767. eprint: astro-ph/0410727 (véase página 22).
- Yorke, H. W. (2004). «Theory of Formation of Massive Stars via Accretion». En: *Star Formation at High Angular Resolution*. Volumen 221. IAU Symposium. eprint: astro-ph/0312596 (véase página 9).
- Yorke, H. W. y S. Richling (2000). «The evolution of protostellar disks under the influence of external UV radiation and central stellar winds». En: *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. Volumen 32. Bulletin of the American Astronomical Society, página 1480 (véase página 9).
- Yorke, H. W. y C. Sonnhalter (2002). «On the Formation of Massive Stars». En: *ApJ* 569, páginas 846-862. DOI: 10.1086/339264. eprint: astro-ph/0201041 (véase página 9).
- Zel'dovich, Y. B. e Y. P. Raizer (1967). *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena* (véase página 31).